

# Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“ gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

redigiert von Karl Scheel unter Mitwirkung von A. Güntherschulze

9. Jahrgang

1. Juni 1928

Nr. 11

## 1. Allgemeines.

National Bureau of Standards. Its functions and activities. Circular Bur. of Stand. Nr. 1, 113 S., 1925.

Friedrich Rinne. Svante Arrhenius. \* 19. 2. 1859 — † 2. 10. 1927. S.-A. Kali 21, 393—395, 1927, Nr. 24. Scheel.

Centenaire d'Augustin Fresnel (10 mai 1788 — 14 juillet 1827). Rev. d'Opt. 6, 493—570, 1927, Nr. 12. Güntherschulze.

Maurice Hamy. Hendrik Antoon Lorentz. C. R. 186, 333—335, 1928, Nr. 6.

Edm. Hoppe. Julius Robert Mayer. In Erinnerung an die 50. Wiederkehr seines Todestages, 20. März 1878. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. 34, 34—39, 1928, Nr. 2.

Prof. H. Kamerlingh Onnes. Wis- en Natuurk. Tijdschr. 3, 89—90, 1926, Nr. 2/3.

W. H. Keesom. Prof. Dr. H. Kamerlingh Onnes †. His life-work, the founding of the Cryogenic Laboratory. Comm. Leiden, Suppl. No. 57 to Nos. 169—180, 21 S., 1926.

F. A. Freeth. H. Kamerlingh Onnes (1853—1926). From the Smithson. Rep. for 1926, S. 533—535, 1927.

F. Henning. Ferdinand Kurlbaum. Phys. ZS. 29, 97—104, 1928, Nr. 4.

W. Lietzmann. Carl Runge †. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 58, 482—483, 1927, Nr. 10.

P. Luckey. Zur Geschichte der Nomographie. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 58, 455—465, 1927, Nr. 10.

Edm. Hoppe. Die ersten Polarisationsapparate. S.-A. Naturwissenschaften 14, 511—512, 1926, Nr. 22.

F. Paul Liesegang. Der Stammbaum des Kinematographen. S.-A. Kinotechn. Jahrb. 1925/26, 4 S.

F. Paul Liesegang. Die Geschichte des Films. Erster Teil: Vorgeschichte bis zur Erfindung der Bromsilbergelatine. S.-A. Filmtechn. 1, 192, 221, 256, 1925, Nr. 9, 10, 12. Scheel.

\*

**Balth. van der Pol Jr.** Over „Relaxatie-Trillingen“. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 3, 25—40, 1926, Nr. 2. Bereits berichtet nach Physica 6, 154—155, 1926, Nr. 4; diese Ber. 7, 1590, 1926. Sche

**Félix Leprince-Ringuet.** Application de la méthode des moindres carrés à un système d'inconnues susceptibles de variation. C. R. 185, 100—1095, 1927, Nr. 21. Verf. behandelt das Problem der Ausgleichung vermittelnd durch Beobachtungen für den Fall, daß die Unstimmigkeit des vorliegenden Gleichungssystems nicht so sehr auf eine Fehlerhaftigkeit der darin vorkommenden experimentell gemessenen Größen, als vielmehr auf Fehler der zu ermittelnden Umläufe bekanntesten zurückzuführen ist, was infolge ungenauer Kenntnis der durch die Gleichungen zum Ausdruck gebrachten Gesetzmäßigkeit eintreten kann.

Harry Schmid

**R. C. J. Howland.** On the Calculation of the Periods of Circular Membranes and Disks. Phil. Mag. (7) 5, 39—47, 1928, Nr. 27. [S. 933.]

**M. J. O. Strutt.** Eigenschwingungen einer Saite mit sinusförmiger Massenverteilung. Ann. d. Phys. (4) 85, 129—136, 1928, Nr. 2. [S. 943.]

Harry Schmid

**H. Lorenz.** Elementare Theorie der Zentralbewegung, der allgemeinen Schwere und der Erdgestalt. ZS. f. Unterr. 40, 145—155, 1922, Nr. 4. Es wird gezeigt, wie man im Schulunterricht durch elementare Methoden sämtliche Gesetze der Zentralbewegung, weiterhin die Schwerewirkungen von Kugeln und Ellipsoiden ableiten kann und auch die Abplattung der Erde elementaren Methoden zugänglich ist, indem dieses Problem näherungsweise als Rotationsgleichgewicht einer homogenen Flüssigkeitsmasse aufgefaßt wird. Lancz

**E. Hensel.** Der Kreissektor als physisches Pendel. ZS. f. Unterr. 41, 155—162, 1927, Nr. 4. Verf. zeigt, wie man den ebenen homogenen Kreissektor im Schulunterricht als Pendel vorteilhaft verwerten kann, indem sich die Lage des Schwerpunktes, wie auch das Trägheitsmoment um verschiedene Achsen mit einfachen Hilfsmitteln berechnen lassen.

Lancz

**R. Deaglio.** Alcune esperienze per scopo didattico. Cim. (N. S.) CXVIII—CXXI, 1926, Nr. 6. Mitteilung einiger einfachen Versuche für Schule. Sie beruhen sämtlich auf den Eigenschaften eines elektrisch bis auf etwa 1000° erhitzten leitenden Drahtes. Gezeigt werden 1. die Wärmeausdehnung des durch eine Blattfeder gespannt gehaltenen Drahtes durch die Bewegung eines mit der Feder verbundenen Zeigers; 2. die am erhitzten Drahte aufsteigenden Luftströme durch ihre Schlierenbildung im Projektionskegel einer Bogenlampe; 3. die starke Abkühlung des eben rotglühenden Drahtes durch Luftströmungen, kenntlich an seiner Helligkeitsänderung; 4. die gegenseitige Heizwirkung der Drähte einer Spirale. Der mittlere Teil des Drahtes wird zu einer Spirale aufgewickelt. Wird er auf Rotglut gebracht, so sind die anschließenden geraden Teile noch dunkler. 5. Wird der geeignet gespannte Draht mit Wechselstrom belastet, so bilden sich mechanische Schwingungen aus, die sehr gut zu sehen sind. Die Zahl der Schwingungsknoten läßt sich durch die mechanische Spannung des Drahtes variieren.

Güntherschulz

**A. V. Hill.** Note on the preparation of oxygen-free nitrogen or hydrogen. Journ. scient. instr. 5, 23—24, 1928, Nr. 1. Referat über die Arbeit von Kautsky und Thiele in ZS. f. anorg. Chem. 152, 342—346, 1926, Nr. 3/4; vgl. diese Ber. 7, 1222, 1926.

Seiw

Genauigkeitsprüfgerät für Zahnteilungen. Werkstattstechn. 22, 101—102, 1928, Nr. 4. Das in bestimmter einstellbarer Entfernung von der Achse stehende Gerät legt sich mit einem festen Anschlag gegen einen Zahn des Prüflings. Gegen die gleiche Flanke des nächsten Zahnes legt sich das eine Ende eines kurzen Hebels, dessen anderes Ende durch eine Verlängerungsstange auf ein Optimeter einwirkt. Das ganze Gerät läßt sich herausheben, um das Zahnrad weiter drehen zu können.

Berndt.

**Charles E. S. Phillips.** Production of Bubbles of Selenium. Nature 121, 172, Nr. 3040. Aus Se lassen sich aus dem Ende eines Glasrohres geeigneter Form Kugeln blasen, nachdem das Rohr einen Augenblick in das geschmolzene Metall getaucht ist. Am besten gelingt es, wenn der innere Durchmesser des Glasrohres 3 mm beträgt und der Rand leicht aufgebogen ist. Die Temperatur des Se muß gerade unterhalb der Temperatur sein, bei der es eine feine Wolke sich kondensierenden Dampfes ausstößt. Unter diesen Bedingungen gelang es, 5 cm lange, 3 cm dicke Hohlkörper zu blasen. Die Wände sind sehr dünn und zeigen die reichen Farben des vom Lichte durchsetzten Se. Wichtig ist, den richtigen Augenblick beim Blasen zu wählen, in dem das Se gerade hochgradig viskos ist. Werden diese Kugeln miteinander in Berührung gebracht, so bleiben sie selbst nach 24 Stunden aneinanderhängen und lassen sich nicht wieder trennen.

Güntherschulze.

**F. Neri.** Alcune proprietà ed applicazioni delle lampade a ne. Lincei Rend. (6) 5, 883—888, 1927, Nr. 11. Versuche mit einer Osramlimmlampe mit spiralförmigen Elektroden. Untersucht werden ein lichtelektrischer Effekt, die Gleichrichterwirkung bei Wechselstrom und die Frequenzvervielfachung.

Güntherschulze.

**P. G. Nutting.** Weight and temperature. Science (N. S.) 66, 652—653. 1927, Nr. 1722. Der Gewichtsverlust erhitzter Körper ist angenähert proportional der Oberfläche, nicht der Masse. Die den Gewichtsverlust pro Flächeneinheit in Abhängigkeit von der Temperatur angebenden Kurven sind für Glas, Platin und Gold annähernd gleich, niedriger für Aluminium, Kupfer und Eisen. Die Änderungen sind bei kleinen Temperaturen groß, werden immer kleiner und sind bei 900° C kaum mehr meßbar. Die Annahme, daß es sich dabei um Ausheizung des Wassers aus den mehr oder weniger hygroskopischen Materialien handelt, konnte widerlegt werden. Der wahre Grund für den Gewichtsverlust wird in dem erhöhten Auftrieb durch eine schwach adsorbierte Luftsicht erblickt, die das Volumen des Körpers scheinbar vergrößert.

Sewig.

**Heinz Pietzsch.** Über die Länge eines Parallelendmaßes in Lichtwellenlängen. Dissertation Technische Hochschule Dresden 1928, 39 S. Die Messung erfolgte mit dem Absolut-Interferenzkomparator nach Kösters, wobei das Endmaß an eine Quarz- oder eine Stahlplatte angesprengt wurde. Die Verschiebung der Streifen auf dem Endmaß und jener Platte gegeneinander wurde durch ein besonderes Mikrometer gemessen. Sorgfältig wurde auf guten Wärmeschutz und -ausgleich geachtet und die Temperatur thermoelektrisch gemessen. Der Ausdehnungskoeffizient wurde durch Beobachtung der relativen Streifenlage bei verschiedenen Temperaturen mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,1$  bis  $0,2 \cdot 10^{-6}$  ermittelt. Eingehend wird die Meßgenauigkeit in ihrer Abhängigkeit von der Beobachtung der relativen Streifenlage, der Wellenlänge, dem Brechungsindex der Luft (und damit von der Temperatur, dem Luftdruck und der Luftfeuchtigkeit), sowie dem Ausdehnungskoeffizienten diskutiert. Experimentell ergab sie sich für ein Endmaß von 10 mm Länge bei Messung gegen eine Quarzplatte zu  $\pm 3 \mu$

(ohne Berücksichtigung der Anschubkorrektur). Die Reinigung erfolgte mit Augenwatte und Benzin unter Vermeidung jedweder Feuchtigkeit, wobei sie bei hochglanzpolierten Maßen gutes Anspringen ergab. Wurde aber die Watte vorher weitgehend extrahiert und im übrigen in gleicher Weise verfahren, waren die Endmaße weder zum Anspringen noch zum Anziehen zu bringen; während dies sofort wieder eintrat, wenn man die Endmaße mit der nicht extrahierten Watte behandelte. Daraus wird geschlossen, daß das Haften der Endmaße durch eine molekulare Fettschicht bewirkt wird (die von den geringen Fettresten der nicht besonders extrahierten Watte herrührt). Auch bei den nicht anzusprengenden („aufgelegten“) Maßen ergaben sich gut reproduzierbare Werte. Zum Schluß wird eingehend die Zusammensetzung der Anschubkorrektur aus den einzelnen Komponenten diskutiert. Sie erwies sich als abhängig von der Oberflächengüte (Hochglanz- oder Strichpolitur) und auch von der Höhe der Oberflächenschicht. Demgemäß kann aus der Güte der Politur nicht allein auf ihre Größe geschlossen werden. Bei hochglanzpolierten Maßen war die Differenz des Maßes gegen Stahl und gegen Quarz für angesprengtes oder angesetztes Maß die gleiche. Dasselbe gilt für die Differenz des angesprengten und des aufgeschobenen Maßes bei Messung gegen Quarz oder Stahl. *Bernard*

**Th. Damm.** Prüfverfahren für Kugellager. Werkstatttechn. 22, 111—118, 1928, Nr. 5. Außer den in den DI-Normen angegebenen Toleranzen für Bohrung und Außendurchmesser der Kugellager sind noch Toleranzen nötig für Breite und Parallelität, ferner für Seiten- und Hochschlag des Innen- und Außenringes und für Kugelspiel. Wichtig ist ferner, daß der Abrundungshalbmesser nicht kleiner als vorgeschrieben ist. Die Messung der Durchmesser soll mit einem Zweipunktanlagegerät erfolgen, wobei auch auf Erkennung von Gleichdicken zu achten ist; die Ablesegenauigkeit soll  $2 \mu$  betragen, die Einstellung nach Parallelitätsmaßen des ersten Genauigkeitsgrades erfolgen. Auch die Messung von Breite und Parallelität sowie von Laufgenauigkeit wird zweckmäßig mittels Fühlhebel ausgeführt, letztere, nachdem das Kugellager auf einen zwischen Spalten laufenden Dorn aufgenommen ist. *Bernard*

**M. Bartholdy.** Meßgeräte für Rollenlager und ihre Gegenstücke. Werkstatttechn. 22, 118—123, 1928, Nr. 5. Feste Lehren und Schraublehren sind hierfür ungeeignet. Selbststellende Schleifmaschinen gewähren nicht die Innehaltung enger Toleranzen, selbsttätige Sortiermaschinen haben sich für Zylinder- und Kegelrollen nicht bewährt. Empfohlen werden Mikrotastaußen- und -innenlehren in ihren verschiedenen Formen, z. B. für Außenmessungen Reiterlehren, Kegelmesser und eine besondere Stativanordnung mit kippbarem Aufnahmetisch für Zylinder- und Kegelrollen; für Innenmessungen: Innenmikrotast und Kegelhülsenprüfer. Zum Schluß werden einige Sonderanordnungen der Mikrotaste für verschiedene Messungen beschrieben, unter anderem ein Sinuslineal zur Prüfung der Verjüngung von Außen- und Innenkegeln. *Bernard*

**G. Berndt.** Die Herstellungsgenauigkeit der Gewindelehren und ihre meßtechnische Erfüllung. Werkstatttechn. 22, 131—136, 1928, Nr. 6. Es wird zunächst begründet, warum durch die Gutseite-Gewindelehrringe bei metrischen Gewinden das Größtmaß des Kerndurchmessers des Bolzens geprüft wird, beim Whitworthgewinde dagegen nicht (das Entsprechende gilt auch bezüglich der Prüfung des Kleinstmaßes der Außendurchmesser der Mutterdurch Gewindelehrdorn). Bei der Prüfung der Ausschußseite des Flankendurchmessers kommt es vor allem auf die Form der Meßstücke an; für die Bolzen

wird eine damit versehene Rachenlehre verwendet, für die Muttern ein Gewindelehrdorn mit nur zwei Gängen, frei gearbeitetem Außen- und Kerndurchmesser und verkürzten Flanken. Gewindelehrringe müssen zurzeit noch Gewindelehrdornen angepaßt werden, da jene sich im Betrieb nicht messen lassen. Die Herstellungsgenauigkeiten für Gewindelehrdorne werden angegeben; sie sind auf Grund der heute erreichbaren Meßgenauigkeiten aufgestellt. Dabei ist Benutzung des Universalmeßmikroskops vorausgesetzt, das kurz beschrieben wird. Die hieran auftretenden Meßfehler werden erörtert, wobei besonders auf die Bestimmung der Schneidenkorrektur eingegangen wird. Die Richtigkeit der Überlegungen ist durch Messungen an mehreren Universalmeßmikroskopen durch verschiedene Beobachter bestätigt. Weiterhin wird die Dreidrahtmethode besprochen und auf die dabei zu berücksichtigenden Korrekturen hingewiesen. Sie hat Ergebnisse geliefert, die innerhalb der Fehlergrenzen mit den auf optischem Wege erhaltenen hervorragend übereinstimmen. Sie läßt sich auch für den Betrieb geeignet gestalten.

Berndt.

**Martin Shepherd.** A weight burette for the micromeasurement of liquid volumes. *Scient. Pap. Bureau of Stand.* **22**, 287—292, 1927, Nr. 555.

**E. R. Weaver and Martin Shepherd.** A burette for the accurate measurement of gas volumes without gas connection to a compensator. *Scient. Pap. Bureau of Stand.* **22**, 375—382, 1927, Nr. 559.

Scheel.

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

**Gerold v. Gleich.** Zur Definition des Zeitbegriffes. *ZS. f. Phys.* **47**, 280—298, 1928, Nr. 3/4. Die Raumzeitwelt der Relativitätstheorie ist nichts anderes als ein künstliches Schaubild. Die beiden unter sich verschiedenen Zeitbegriffe der Relativitätstheorie sind lediglich Folgen von physikalisch unbegründeten Transformationen der Koordinaten des Schaubildes bzw. von mißbräuchlichen Anwendungen der Invariantentheorie.

Scheel.

**Abbé G. Lemaître.** A propos d'une note du P. Schaffers sur la relativité. *Ann. de Bruxelles (B)* **47**, 15—21, 1927, Nr. 1. Der im Titel genannte Autor kam zu der Schlußfolgerung, daß entgegen der üblichen Ansicht in der speziellen Relativitätstheorie eine Kontraktion der Zeit stattfinden soll. Durch eine ausführliche Analyse klärt Verf. diesen Irrtum auf.

Lanczos.

**Corps.** Une explication nouvelle du résultat négatif de l'expérience de Michelson et Morley. *C. R.* **184**, 1231—1233, 1927, Nr. 21. Die „Erklärung“ wird rein qualitativ gegeben auf Grund der Annahme, daß der Stokes'sche zusammendrückbare Äther nicht außerhalb, sondern innerhalb der materiellen Körper und Atome eine Kompression erleiden soll, nicht als Folge der Gravitation, vielmehr deren Auftreten erst dadurch bedingend. Das Millersche Resultat soll nur für die horizontale Komponente gelten, in vertikaler Richtung wird eine 80mal so große Streifenverschiebung vermutet.

Lanczos.

**Jacob.** Procédé expérimental permettant de comparer, à un instant donné, la vitesse de la lumière dans un sens et dans le sens opposé. *C. R.* **184**, 1432—1434, 1927, Nr. 24. Es wird eine als ausführbar betrachtete

experimentelle Anordnung beschrieben, die, auf der Fizeauschen Methoden beruhend, einen eventuellen Unterschied der Lichtgeschwindigkeiten in zwei zueinander entgegengesetzten Richtungen auf der bewegten Erde in direkte Weise feststellen lassen soll.

Lanczos

**Leopold Infeld.** Sur la mesure du temps et la mesure de l'espace dans la Physique classique et dans la théorie de la relativité (I-e partie.) C. R. Soc. Pol. de phys. 3, 5—16, 1927, Nr. 1. (Polnisch mit französischer Übersicht.) Die Transformationsformeln der klassischen und der relativistischen Physik werden auf Grund von Postulaten über das Verhalten starre Körper aufgebaut.

Lanczos

**F. Gonseth et G. Juvet.** Sur les équations de l'électromagnétisme C. R. 185, 341—343, 1927, Nr. 5. Druckfehlerberichtigung, ebenda S. 483 Nr. 8. Entsprechend der Kaluzaschen Idee (1921) wird die Lorentzschl Kraft aufgefaßt als Folge einer geodätischen Bewegung in fünf Dimensionen. Auf die dabei sich ergebende formale Verschmelzung von Gravitation und Elektromagnetismus, sowie die Ableitbarkeit der Schrödingerschen Wellengleichung wird hingewiesen.

Lanczos

**Th. De Donder.** L'équation fondamentale de la chimie quantique C. R. 185, 698—700, 1927, Nr. 15. Für eine Anzahl von elektrisch geladenen Massenteilchen, die durch Coulombsche Kräfte aufeinander wirken, wird die Hamilton-Jacobische Differentialgleichung gebildet, entsprechend der Dynamik der Elektronentheorie, dann durch Substituieren von  $\log \psi$  und Variationsbildung nach der Schrödingerschen Vorschrift wird die Wellengleichung für die  $\psi$ -Funktion im Phasenraum hingeschrieben.

Lanczos

**G. Darrieus.** Sur une forme remarquable des équations de Maxwell-Lorentz dans l'univers à 5 dimensions. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 444—446, 1927, Nr. 11. Nach einer Idee von de Broglie soll die Divergenzgleichung des Vieropotentials in der fünfdimensionalen Welt von Kaluza und Klein noch durch ein fünftes Glied ergänzt werden, entsprechend dem Umstand daß das Vektorpotential auch fünfdimensional zu erweitern ist. Dieses fünfdimensional ergänzte Vektorpotential sei mit  $\vec{P}$  bezeichnet. Der fünfdimensionale ergänzte Stromvektor sei  $\vec{U}$ . Macht man die Hypothese, daß diese beiden Vektoren durch die Gleichung

$$\vec{U} = \frac{\partial^2 \vec{P}}{(\partial x^0)^2}$$

verknüpft sind, so gehen die Feldgleichungen für das Vektorpotential in die eine Gleichung über:

$$\square \vec{P} = \square \vec{P} + \frac{\partial^2 \vec{P}}{(\partial x^0)^2} = 0.$$

Lanczos

**Oliver Lodge.** Truth or Convenience. Nature 119, 423—424, 1927, Nr. 2994. Verf. wendet sich gegen die Mach-Poincaréschen Tendenzen, die Natur bloß beschreiben zu wollen und verlangt gegenüber einer zu großen Bewertung von bloßen Definitionen und Arbeitshypothesen, die Erforschung der Wahrheit selbst wenigstens als Ideal, stärker gelten zu lassen.

Lanczos

**S. Brodetsky.** Some Difficulties in Relativity. Nature 120, 86—89, 1927 Nr. 3011. Die Schwierigkeiten, von denen hier die Rede ist, sind nicht sachliche

Art, sondern beziehen sich auf das Verständnis der Relativitätstheorie, dem oft falsche Interpretationen hinderlich im Wege stehen. Verf. versucht, die hauptsächlichsten unter den üblichen Irrtümern durch eine eingehende Analyse zu beseitigen. *Lanczos.*

**E. T. Whittaker.** The outstanding problems of relativity. Science (N. S.) **66**, 223—229, 1927, Nr. 1706.

**E. T. Whittaker.** The Outstanding Problems of Relativity. Nature **120**, 368—371, 1927, Nr. 3019. Vortrag, gehalten vor der „British Association for the Advancement of Science“, Leeds 1927. Referiert in anregender Weise über die historische und sachliche Entwicklung der Relativitätstheorie mit einem Ausblick auf ihre zukünftigen Wege und Ziele. *Lanczos.*

**Joseph Larmor.** Newtonian Time Essential to Astromony: A Correction. Nature **120**, 333, 1927, Nr. 3018. In einer kurzen Notiz vertritt Verf. die Ansicht, daß die Wirkungsfunktion der Gravitation oder sogar das gesamte relativistische Schema im Widerspruch steht mit der spektroskopischen Erfahrung, die für die Atome eine absolute, von ihrer Beschleunigung unabhängige Eigenzzeit fordert. *Lanczos.*

**C. K. Venkata Row.** A theory of the gravitational field in the light of Maxwell's theory. Phys. Rev. (2) **30**, 189—200, 1927, Nr. 2. Die entwickelte Theorie fällt in die Versuche jener Art, wie sie auf Grund der speziellen Relativitätstheorie von Nordström, Abraham u. a. angestellt wurden, um durch eine Ergänzung der elektromagnetischen Feldgleichungen auch die Gravitation mit zu umfassen. Das elektromagnetische Vierpotential wird durch ein skalares Potential ergänzt und die Wirkungsfunktion additiv aus dem elektromagnetischen Teil und dem gravitierenden Teil zusammengesetzt. Die Rotverschiebung und die Lichtablenkung berechnet Verf. im Einsteinschen Betrage, die Perihelpräzession ergibt sich wesentlich kleiner und von entgegengesetztem Vorzeichen. *Lanczos.*

**N. R. Sen.** On Fresnel's Convection Coefficient in General Relativity. Proc. Roy. Soc. London (A) **116**, 73—80, 1927, Nr. 773. Der übliche Weg, den Fresnelschen Mitführungskoeffizienten so abzuleiten, daß man sich erst in ein mitbewegtes Koordinatensystem begibt und dann durch Lorentztransformation zurücktransformiert, ist in der allgemeinen Relativitätstheorie wegen der Unkenntnis des von der Materie erzeugten  $g_{ik}$ -Feldes nicht gangbar, man muß direkt an die Maxwellschen Gleichungen anknüpfen. Unter Betrachtung von ebenen Wellen kann Verf. zeigen, daß bei entsprechenden spezialisierenden Bedingungen der Fresnelsche Mitführungskoeffizient auch in der allgemeinen Relativitätstheorie herauskommt. *Lanczos.*

**J. Brill.** Mathematical Theory of Relativity. Nature **120**, 917, 1927, Nr. 3034. Die empirischen Bestätigungen der Relativitätstheorie sind immer mit solchen Problemen verknüpft, die es mit diskreten Körpern zu tun haben. Geht man zum Kontinuum über, so sieht Verf. logische Schwierigkeiten erwachsen, z. B. schon beim Problem der Rotation eines starren Körpers. *Lanczos.*

**J. Evershed.** The Solar Rotation and the Einstein Displacement derived from Measures of the  $H$  and  $K$  Lines in Prominences. Month. Not. 88, 126—134, 1927, Nr. 2. Die Messung der Linien in den Protuberanzen hat den Vorteil, daß man von den störenden Einflüssen, die in der umkehrenden

Schicht herrschen, frei wird, andererseits jedoch den Nachteil, daß die Protonenanzahlen ziemlich beträchtlichen zufälligen, mit der Höhe über der Photosphäre anscheinend zunehmenden Eigenbewegungen unterworfen sind, wodurch die Messungen letzten Endes eine größere Unsicherheit erhalten, als es bei den Linien der umkehrenden Schicht der Fall ist. Dieser Fehler muß statistisch durch Mittelwertsbildung eliminiert werden, da eine bevorzugte Richtung im Bezug auf die Erde nicht anzunehmen ist. Es wurden insgesamt 92 Aufnahmen gemacht, 45 vom östlichen, 47 vom westlichen Sonnenrand, in einer Breitenzone bis zu  $44^{\circ}$  über dem Äquator. Als Mittelwert der Rotverschiebung der  $H$ - und  $K$ -Linien ergab sich  $+0,0109 \text{ Å}$ . Die Relativitätstheorie verlangt (für die entsprechende Höhe von  $28''$  über dem Sonnenrand berechnet)  $+0,0081 \text{ Å}$ . Die Differenz von  $+0,0028 \text{ Å}$  scheint größer zu sein, als es den Versuchsfehlern entsprechen würde. Auch die früheren Messungen (1921) des Verf. in den Linien der Chromosphäre ergaben eine ähnliche Abweichung: im Mittel  $+0,0110 \text{ Å}$ , und auch in der umkehrenden Schicht bleibt derselbe ungeklärte Rest übrig, wo sich aus 20 Eisenlinien ein Mittel von  $+0,0116 \text{ Å}$  ergab. Lanczos

**H. T. Flint.** Relativity and the Quantum Theory. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 630—637, 1928, Nr. 778. Der Weylsche Eichfaktor  $\lambda$  wird mit der Schrödingerschen Wellenfunktion in Zusammenhang gebracht. Zu dieser Zwecke werden in der linearen Differentialform von Weyl:

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = L_s \delta x^s \dots \dots \dots \quad (6)$$

die  $L_s$  nicht, wie bei Weyl, mit den Komponenten des Vektorpotentials identifiziert, sondern erhalten eine andere Bedeutung. Setzt man  $L_m = \frac{\pi i}{\hbar} \Pi_m$ , wo  $\Pi_m$  das Moment bedeutet, so kommt man für  $\lambda$  auf die Schrödingersche Gleichung. Man kann also unter dieser Annahme die Schrödingersche wellenmechanische Funktion als den Weylschen Eichfaktor interpretieren. (Vgl. auch die entsprechende Arbeit von London in der ZS. f. Phys. 42, 375, 1927.) Lanczos

**Kanae Hattori.** Über eine formale Erweiterung der Relativitätstheorie und ihr Zusammenhang mit der Theorie der Elektrizität. Sc. Reports Tōhoku Univ. 16, 937—968, 1927, Nr. 8. Als Fundamentalsatz wählt Verf. nicht einen symmetrischen, sondern einen allgemeinen Tensor zweiter Ordnung:  $h_{\lambda\mu}$ , dessen symmetrischer Teil das Gravitationspotential darstellen soll. Mit Hilfe dieses Tensors wird die kovariante Differentiation definiert und auch jener Tensor vierter Ordnung gewonnen, der dem Krümmungstensor entspricht. Durch Verjüngung gelangt man zum Tensor  $H_{\lambda\mu}$ , der dem Riemannschen Krümmungstensor entspricht. Der antisymmetrische Teil von  $H_{\lambda\mu}$  wird mit dem elektromagnetischen Tensor identifiziert, da er ein Gleichungssystem erfüllt, das man als Erweiterung der Maxwellschen Gleichungen auffassen kann. Lanczos

**G. v. Gleich.** Bemerkungen zu den Gravitationsgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. 44, 118—132, 1927, Nr. 1/2. Verf. liefert hier einige weitere Beiträge zu seiner bereits in mehreren früheren Arbeiten niedergelegten ablehnenden Stellung gegenüber der allgemeinen Relativitätstheorie, insbesondere in Bezug auf seine Auffassung, daß die Einsteinschen Gleichungen keine eindeutige Beschreibung der Tatsachen zulassen. Sie definieren keine eindeutige Metrik des Raumes, „sie definieren nicht einmal die

elliptische Bewegung der Planeten, falls nicht einer an und für sich willkürlichen Konstanten ein ganz bestimmter Wert beigelegt wird". Auch die Theorie von einem „Welthorizont“ scheint ihm unhaltbar zu sein. *Lanczos.*

**W. Laschkarew.** Ableitung des Fresnelschen Mitführungskoeffizienten aus der Lichtquantentheorie. ZS. f. Phys. 44, 359—360, 1927, Nr. 4/5. Es wird die Annahme gemacht, daß die Abnahme der Lichtgeschwindigkeit in einem materiellen Körper dadurch zustande kommt, daß das mit konstanter Geschwindigkeit  $c$  sich bewegende Lichtquant beim Zusammenstoß mit einem Atom eine gewisse Zeit mit ihm verbunden bleibt. Der Fresnelsche Mitführungskoeffizient kann aus dieser Annahme abgeleitet werden. *Lanczos.*

**Heinrich Mandel.** Zur Herleitung der Feldgleichungen in der allgemeinen Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. 45, 285—306, 1927, Nr. 3/4. Die fünfdimensionale Relativitätstheorie im Sinne von Kaluza wird auf einem formal vom üblichen etwas abweichenden Wege abgeleitet. Es folgt eine Anwendung auf die Atomistik des elektromagnetischen Feldes, wobei versucht wird, ähnlich wie in der Elektronentheorie, die atomistische Struktur der Mikroerscheinungen als eine Spezialisierung der fünfdimensionalen Feldtheorie aufzufassen und nicht als einen Widerspruch zu ihr. *Lanczos.*

**O. Klein.** Zur fünfdimensionalen Darstellung der Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. 46, 188—208, 1927, Nr. 3/4. Die Tendenz des Verf. ist, den Ausgangspunkt für eine allgemeine mathematische Formulierung der Quantentheorie eher in den Feldgleichungen der klassischen Physik, als in den Bewegungsgleichungen der Punktmechanik zu suchen. Das Erhaltungsgesetz der Elektrizität, als Ergänzung zu den Erhaltungsgesetzen von Impuls und Energie, legt es nahe, eine fünfte, der elektrischen Ladung konjugierte Größe einzuführen, die den vier raum-zeitlichen Koordinaten formal gleichwertig zur Seite zu treten hat. Es wird so die von Kaluza 1921 angegebene Erweiterung der Relativitätstheorie durch Zuhilfenahme einer fünften Dimension und Voraussetzung der „Zylinderbedingung“ (Unabhängigkeit der  $g_{ik}$  von der fünften Koordinate) von einem etwas anderen Gesichtspunkt aus entwickelt und mit der Wellenmechanik in Verbindung gebracht. Die von Schrödinger und Gordon gegebenen Ausdrücke für den Energie-Impulstensor und den Viererstrom werden abgeleitet und die fünfdimensionale Wellengleichung des elektrischen Teilchens (als allgemeine Formulierung der Schrödingerschen Gleichung) als Folge der Erhaltungssätze nachgewiesen. *Lanczos.*

**Robert Bass.** Über den Satz von der Schranke der Geschwindigkeiten. ZS. f. Phys. 46, 305—306, 1927, Nr. 3/4. Das Einsteinsche Additionstheorem der Geschwindigkeiten ist auch für Überlichtgeschwindigkeiten anwendbar. Auch diese können zur Definition der Zeit verwendet werden und führen zum Einsteinschen Synchronismus, wenn sie sich nach dem Additionstheorem transformieren, sonst zu einem anderen Synchronismus. Das Imaginärwerden von  $\sqrt{1 - v^2/c^2}$  scheint nur die Tatsache wiederzugeben, daß materielle Körper sich nicht schneller als Licht bewegen können, doch folgt daraus nicht, daß darüber hinaus auch in Zukunft niemals Überlichtgeschwindigkeiten entdeckt werden können. *Lanczos.*

**Arthur Haas.** Über die Ableitung der fundamentalen relativistisch-theoretischen Sätze aus der Broglieschen Hypothese der Phasen-

wellen. Phys. ZS. 28, 632—634, 1927, Nr. 18. Setzt man voraus, daß Gruppen Geschwindigkeit  $v$  und Phasengeschwindigkeit  $u$  umgekehrt proportional sind ferner, daß die mit der Frequenz  $\nu$  verbundene Energie gleich  $h\nu$  ist, so ergibt sich daraus für die Energie eine Abhängigkeit von  $v$ , wie sie der Relativitätstheorie entspricht. Differenziert man nun die Energie nach  $v$ , so ergibt sich die Geschwindigkeitsabhängigkeit der longitudinalen Masse, weiterhin durch vektorielle Zerlegung der Kraft in eine longitudinale und eine transversale Komponente auch der Ausdruck für die transversale Masse. Gleichzeitig ergibt sich damit auch die Verknüpfung von Energie und Masse (Trägheit der Energie) in der Form  $E = mc^2$ .

Lanczos

**Arthur Haas.** Die Hypothese des elementaren Wirkungsquantums als Folge der Relativitätstheorie. Phys. ZS. 28, 707—709, 1927, Nr. 2. Man kann auch den umgekehrten Weg einschlagen, als im vorstehenden Referat skizziert. Unter Voraussetzung der umgekehrten Proportionalität zwischen  $u$  und  $v$  folgt aus dem Dispersionsgesetz der Gruppengeschwindigkeit die Abhängigkeit der Frequenz  $\nu$  von  $v$  in der Form

$$\nu = \frac{K}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \dots \dots \dots \dots \dots \dots$$

wo  $K$  eine universelle Integrationskonstante ist. Aus der analogen relativistischen Geschwindigkeitsabhängigkeit der Masse kann man auf die Proportionalität zwischen Ruhmasse und Frequenz schließen und aus dem Prinzip von der Trägheit der Energie folgern, daß die Energie gleich sein muß dem Produkt aus der Frequenz und einer universellen Naturkonstante.

Lanczos

**A. C. Lunn und J. K. Senior.** Korrektur zu unserer Arbeit über die Raum-Zeitgruppen Kolkmeijers. Phys. ZS. 28, 711—712, 1927, Nr. 2. Durch ein Versehen sind einige Raum-Zeitgruppen (s. diese Ber. 8, 1879, 1922) die in Wirklichkeit zusammenfallen, doppelt gezählt worden. Die Tabelle wird dementsprechend korrigiert. Die Summe der Beispiele in der zweiten Tabelle reduziert sich dadurch von 470 auf 465.

Lanczos

**J. Würschmidt.** Signal und Gegensignal mit Überlichtgeschwindigkeit in der speziellen Relativitätstheorie. Phys. ZS. 28, 809—818, 1927, Nr. 23. Ein Gedankenexperiment Thirrings mit einem Signal, das Überlichtgeschwindigkeit haben soll, wird ausführlich diskutiert und zu dem Resultat gelangt, daß dieses Experiment zu keinem Konflikt mit dem Kausalitätsprinzip führt.

Lanczos

**Sites C. Kar.** Die Elektrodynamik im Gefüge der Einsteinschen Gravitationstheorie. Phys. ZS. 28, 610—618, 1927, Nr. 17. Druckfehlerberichtigung, ebenda S. 808, Nr. 22. Verf. versucht, die Elektrodynamik in der Gravitationstheorie zu verschmelzen, indem die Lorentzsche Kraft als Scheinkraft gedeutet wird, dadurch zustande kommend, daß das Achsenystem in dem die Kraftgleichung hingeschrieben wird, nicht in Ruhe ist, vielmehr das „Geschwindigkeitsachsensystem“ sich in einer Rotation befinden soll.

Lanczos

**Sites C. Kar.** Die Zweideutigkeit der geodätischen Bewegung in der Gravitationstheorie Einsteins. Phys. ZS. 28, 819—820, 1927, Nr. 2.

Verf. will zeigen, daß außer der gewöhnlichen geodätischen Bewegung mit der Gleichung:

$$\ddot{x}^v + g^{vk} \begin{bmatrix} l \\ k \end{bmatrix} \dot{x}^l \dot{x}^k = 0$$

auch noch eine zweite geodätische Bewegung möglich ist mit der Gleichung:

$$\ddot{x}^v + g^{vk} \begin{bmatrix} lk \\ s \end{bmatrix} \dot{x}^l \dot{x}^s = 0$$

(welche Gleichungen offensichtlich im Widerspruch zur Kovarianz stehen; der Ref.).

Lanczos.

**Béla Pogány.** Über die Wiederholung des Harressschen Versuches. Ann. d. Phys. (4) 85, 244—256, 1928, Nr. 2. [S. 998.] Tomaschek.

**J. Rosenfeld und E. E. Witmer.** Über die Hohlraumstrahlung und die Lichtquantenhypothese. ZS. f. Phys. 47, 517—521, 1928, Nr. 7/8. Im Anschluß an eine von L. de Broglie ausgesprochene Vermutung wird das Gleichgewicht eines Lichtquantengases untersucht, unter der Annahme, daß die Lichtquanten Wechselwirkungen aufeinander ausüben. Abweichungen von der Planckschen Auffassung sowie die Möglichkeit von Entscheidungsversuchen werden erörtert. Scheel.

**Herbert Bieber.** Über die Bestimmung des systematischen Fehlers, den man bei der Schätzung gewisser Funktionen apriorischer Wahrscheinlichkeiten aus empirischen relativen Häufigkeiten begeht, mittels einer unendlichen Reihe. Dissertation Hamburg 1927, 28 S. Tschuproff hat für das Bernoullische Theorem die mathematischen Erwartungen  $E(p'^n)$  und  $E(\Delta p^n)$  berechnet, wobei  $p'$  die relative Häufigkeit,  $p$  die apriorische Wahrscheinlichkeit und  $\Delta p = p' - p$ . Da  $\epsilon(p' - p)$  hier nicht geschlossen berechnet werden kann, wird es durch eine unendliche Reihe nach negativen Potenzen von Faktoriellen approximiert. Diese divergiert zwar, aber bei genügend großer Zahl der Beobachtungen werden die Glieder wenigstens bis zu einem bestimmten Werte kleiner. Praktisch läßt sich dies nur dann verwerten, wenn  $N$  so groß ist, daß der Binomialausdruck in die Exponentialfunktion übergeht. Gumbel.

**A. Carrelli.** Sulle nuove statistiche. Cim. (N. S.) 4, 282—288, 1927, Nr. 6. Der Verf. zeigt, wie man durch Umkehrung des von Ehrenfest und Einstein eingeschlagenen Weges zur Ableitung des Strahlungsgesetzes aus der klassischen Statistik des Elektronengases zur Fermischen Statistik des Elektronengases aus dem Planckschen Strahlungsgesetz gelangen kann. Als wesentlicher Unterschied zwischen den elektromagnetischen und den Schrödingerschen  $\psi$ -Wellen ergibt sich die notwendige Annahme, daß, während die Wahrscheinlichkeit für die Emission einer elektromagnetischen Welle von der Frequenz  $v$  mit der Dichte dieser Strahlung wächst, die Wahrscheinlichkeit für eine  $\psi$ -Welle von der Frequenz  $v$ , d. h. für das Vorhandensein eines Elektrons von der Energie  $h v$  abnimmt mit der Anzahl derartiger Elektronen. K. Przibram.

**N. S. Kurnakow.** Verbindung und Raum. ZS. f. anorg. Chem. 169, 113—139, 1928, Nr. 1/3. Verf. diskutiert einige Zusammenhänge zwischen der Geometrie und chemischen bzw. physikalischen Eigenschaften der Stoffe. So zeigt z. B. eine genauere Betrachtung, daß die chemischen Strukturformeln dieselben Figuren darstellen, die in der Topologie als Bäume bezeichnet werden. Dies

sind Komplexe von Linien, die in Knoten zusammentreffen. Die Anzahl der Linien, die sich in einem Knoten treffen, hängt von der Valenz des zugehörigen Atoms ab. Die Lehrsätze der Topologie können auf die chemische Strukturlehre übertragen werden. Ein anderes Beispiel ist die Bertholletsche Lehre vom beweglichen chemischen Gleichgewicht, sie ist nichts weiter wie eine Anwendung des geometrischen Kontinuitätsprinzips auf chemische Umwandlungen. Weitere Analogien werden durch Benutzung der projektiven Geometrie und durch direkte Anwendungen geschaffen. Es handelt sich hier um die von Gibbs, van der Waals, Roozeboom u. a. entwickelten und durchgearbeiteten Begriffe der chemischen Gleichgewichtslehre und ihrer graphischen Darstellung. Die nähere Untersuchung eines solchen Gleichgewichtsdiagramms zeigt die volle Analogie zwischen Veränderungen des „Zustandes des Körpers“ (oder physikalisch-chemische Umwandlungen der Materie) einerseits und Veränderungen der „Lage der Figuren“ (oder geometrische Transformationen des Raumes) andererseits. Entsprechend kann man auch aus den geometrischen Veränderungen im Bau des Komplexes auf chemische Vorgänge im System schließen, z. B. auf neue Verbindungen, feste Lösungen usw. Man kann die physikalisch-chemische Analyse somit als allgemein anwendbare geometrische Methode zur Erforschung und Darstellung von stofflichen Verwandlungen ansehen. Besonders gut anwendbar ist sie für die Schmelz- und Löslichkeitsdiagramme von komplizierten Systemen. Für die Untersuchung von Systemen mit mehr als vier Komponenten kommt man jedoch nicht mehr mit der dreidimensionalen Geometrie aus, sondern muß mehrdimensionale Räume betrachten. Die darstellende Geometrie liefert hier einen Weg zur Feststellung der Eigenschaften derartiger Räume und läßt sich zur Erforschung von Metalllegierungen, Silikaten und komplizierten Salzsystemen, wie sie etwa die Verdunstung des Meerwassers liefert, anwenden.

Estermann

### 3. Mechanik.

**J. L. Synge.** On the Geometry of Dynamics. Phil. Trans. (A) 226, 33—106, 1926, Nr. 637.

Scheel

**H. C. Cross and E. E. Hill.** Density of hot-rolled and heat-treated carbon steels. Scient. Pap. Bureau of Stand. 22, 451—466, 1927, Nr. 562. Die Dichten reinen (Elektrolyt-) Eisens wurde, unabhängig von der Wärmebehandlung und der Vorgeschiechte, zu 7,864 bestimmt. Für warmgewalzte C-Stähle ergab sie sich zu 7,855 — 0,032 · C (untersucht bis 1,3 % C), für gegläutete C-Stähle zu 7,860 — 0,04 · C (untersucht bis 1,4 % C). Die Dichte gehärteter C-Stähle (bis 1,3 % C untersucht) nahm infolge Bildung von Martensit ab. Die Größe dieser Abnahme stieg mit zunehmendem C-Gehalt bis 1 % C und fiel dann langsam ab. Durch Anlassen der gehärteten Stähle wuchs ihre Dichte allmählich. Sie nahm bei den hypereutektoiden Stählen beim Anlassen bei 225° ab, wohl infolge Anlassens des Rest-Austenits. Bei höherer Anlaßtemperatur nahm die Dichte aller Proben zu, um schließlich die des gegläuteten Stahles bei einer Anlaßtemperatur von 600° zu erreichen. Die größte Zunahme der Dichte trat bei einer solchen von 300° ein; mit weiterer Steigerung der Anlaßtemperatur bis 600° fiel der Betrag der Dichtezunahme ab.

Berndt

**Kiveliovitch.** Sur le problème des trois corps avec chocs successifs d'un corps avec les deux autres. C. R. 186, 361—362, 1928, Nr. 6.

Güntherschulze

**C. E. Wasteels.** Beweging van een stoffelijk punt in een lineair krachtenveld. *Wis- en Natuurk. Tijdschr.* **3**, 48—64, 1926, Nr. 2/3.

**Walter H. Gage.** Asymptotic Satellites Near the Equilibrium Point in the Isosceles Triangle Solution of the Problem of Three Bodies (Elliptical Case). *Trans. Roy. Soc. Canada (Sect. III)* **21**, 377—390, 1927, Nr. 2. *Scheel.*

**A. Press.** Note on a Simple Vector Proof of the Theorem of Coriolis Generalised. *Trans. Roy. Soc. Canada (Sect. III)* **21**, 371—375, 1927, Nr. 2. Es wird ein einfacher vektorieller Beweis einer verallgemeinerten Form des Coriolisschen Satzes gegeben, wo das bewegte Bezugssystem relativ zu einem festen Bezugssystem sowohl eine Translations- als auch Rotationsbewegung besitzt. Das Wesen des Beweises ist erstens, daß die resultierende Bewegung gegeben sein muß als die vektorielle Summe der Translations- und Rotationskomponenten des Massenpunktes in bezug auf das bewegte System und des bewegten Systems in bezug auf das feste; zweitens, daß als allgemeinster Typus der Bewegung des Massenpunktes (wie auch der Bewegung des bewegten Koordinatensystems) eine Bewegung auf beliebiger Kurve angenommen ist, über die sich eine körperliche Rotations- und Translationsbewegung in bezug auf eine momentane Achse, die durch den Bezugspunkt hindurchgeht, überlagert.

*Killat.*

**Paul Appell.** Application du théorème du travail virtuel au mouvement avec frottement. *C. R.* **185**, 1229—1230, 1927, Nr. 23. Verf. teilt kurz mit, daß seine Methode darin besteht, solche mit den vorgeschriebenen Bedingungen nicht verträglichen Verrückungen zu betrachten, bei denen die virtuelle Arbeit der Zwangskräfte und insbesondere der Reibungskräfte verschwindet. Eine ausführliche Darlegung der Methode wird in Aussicht gestellt.

*Harry Schmidt.*

**R. C. J. Howland.** On the Calculation of the Periods of Circular Membranes and Disks. *Phil. Mag. (7)* **5**, 39—47, 1928, Nr. 27. Im Anschluß an frühere Arbeiten des Verf. [Phil. Mag. (7) **3**, 513—528, 674—694, 1927; wird gezeigt, wie man die Perioden schwingender kreisförmiger Membranen und Platten durch Behandlung einer homogenen Fredholmschen Integralgleichung zweiter Art ermitteln kann. Theoretisch ist dabei jeder verlangte Genauigkeitsgrad erreichbar, doch werden die erforderlichen Rechnungen rasch äußerst mühselig.

*Harry Schmidt.*

**E. A. Milne.** The Angular Velocity of a Rigid Body. *Phil. Mag. (7)* **5**, 289—295, 1928, Nr. 28. Nach einer Kritik der üblichen Einführung des Winkelgeschwindigkeitsvektors in die Theorie des starren Körpers (vgl. z. B. E. T. Whittaker, Analytische Dynamik der Punkte und starren Körper, Kap. I. Berlin 1924) wird unter Verzicht auf jede Bezugnahme auf nacheinander auszuführende Verschiebungen oder auf irgendwelche Grenzübergänge das Existenztheorem für den Winkelgeschwindigkeitsvektor eines um einen festen Punkt rotierenden starren Körpers mit ausschließlicher Benutzung elementar-vektoranalytischer Methoden bewiesen, wobei von einem tatsächlich in Bewegung befindlichen starren Körper ausgegangen wird.

*Harry Schmidt.*

**P. R. Heyl.** A redetermination of the Newtonian constant of gravitation. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **13**, 601—605, 1927, Nr. 8. Die vor 30 Jahren von Boys und unabhängig von Braun ausgeführte Messung der universellen

Gravitationskonstante wurde am „Bureau of Standards“ nach der Braunschen Methode mit verfeinerten Hilfsmitteln wiederholt, so daß die Genauigkeit um eine Dezimale hinausgerückt werden konnte. Die zwei auf die Torsionswaage wirkenden verschiebbaren Massen sind auf je 66 kg gesteigert worden gegenüber 9 kg von früher, der Unterschied der Schwingungsdauern in den beiden Stellungen stieg dadurch von 46 auf 330 Sek. Die Beobachtungen ergaben fünf Werte für die Gravitationskonstante mit einem Mittelwert von  $6,664 \cdot 10^{-8}$  und einem mittleren Fehler von  $0,002 \cdot 10^{-8}$ . Weitere Beobachtungsreihen sind in Aussicht genommen.

Lanczos.

**Chester Snow.** A magneto-electron theory of gravitation. Journ. Washington Acad. 17, 457—464, 1927, Nr. 18. Die elektromagnetischen Feldgleichungen werden in der Weise ergänzt, daß in den magnetischen Gleichungen, wo auf der rechten Seite Null steht (Fehlen des wahren Magnetismus), Glieder hingeschrieben werden, die einem magnetischen Strom und einer magnetischen Ladung entsprechen würden, wobei die Ladungsdichte als zur neutralen Massendichte proportional gesetzt wird. Der Materietensor wird additiv aus dem üblichen Faraday-Maxwellschen Ausdruck und dem analog für das hypothetische Ergänzungsfeld gebildeten zusammengesetzt.

Lanczos.

**V. D. Kuznezov, N. A. Bessonov and N. F. Pichegin.** Worn surfaces resulting from outward friction as depending on surface energy values. Journ. Applied Phys. 4, 21—30, 1927, Nr. 3. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.) Theoretische Untersuchung der äußeren Reibung für den Fall, daß die äußere Arbeit ausschließlich zur Veränderung der Flächen der aufeinanderreibenden Körper verwandt wird. Ist das Material in Würfeln kristallisiert und hat es eine definierte Ebene, wie z. B. (100), so ergibt sich die Formel:

$$F \cdot l = \frac{12}{a} \frac{M \sigma}{d},$$

wobei  $F$  die Reibungskraft,  $l$  der zurückgelegte Weg,  $a$  die mittlere lineare Größe des durch die Reibung entstehenden Staubes,  $M$  die Masse der abgearbeiteten Schicht,  $d$  die Kristalldichte und  $\sigma$  die Oberflächenenergie der Ebene (100) ist. Versuche mit polykristallinen Proben von NaCl, KCl und KJ, deren  $\sigma$ -Werte bekannt sind, bestätigen die theoretische Formel. Versuche mit polykristallinen Stücken von Zn, Sb und Bi, deren  $\sigma$ -Werte nicht bekannt sind, zeigten, daß in jedem Falle das Verhältnis der Kraft  $F$  zur Masse  $M$  konstant ist, wenn  $l$  konstant ist. Die Methode läßt sich umgekehrt zur Bestimmung der Oberflächenenergie von Materialien benutzen, die eine ähnliche Struktur haben.

Güntherschulze.

**Četajev.** Sur les équations de Poincaré. C. R. 185, 1577—1578, 1927, Nr. 26. Die von Poincaré (C. R. 132, 369, 1901) angegebenen Bewegungsgleichungen werden auf die kanonische Form zurückgeführt. Harry Schmidt.

**J. P. Den Hartog.** The Lowest Natural Frequency of Circular Arcs. Phil. Mag. (7) 5, 400—408, 1928, Nr. 28. Verf. löst das im Titel genannte Problem (für nichtgeschlossene Kreisringe mit beliebigem Zentriwinkel) durch Anwendung des Ritzschen Näherungsverfahrens und legt seine Resultate in Form von Tabellen und Kurven nieder.

Harry Schmidt.

**Hermann Josef Menges.** Beitrag zur Theorie der Längs- und Torsionsschwingungen unter Berücksichtigung der Masse und der Eigen-

ämpfung der Federungen. Dissertation Technische Hochschule Darmstadt 1927, 56 S. Verf. behandelt das Problem der erzwungenen Schwingungen (sinusförmige Störungskraft) eines einseitig fest eingespannten elastischen Stabes unter der Annahme, daß die äußere Dämpfung (Luft- und Lagerreibung) proportional der absoluten Geschwindigkeit und die innere (Material-) Dämpfung proportional der Relativgeschwindigkeit zweier benachbarter Stabelemente gesetzt werden kann.

*Harry Schmidt.*

**G. H. Keulegan.** Statical hysteresis in cycles of equal load range. Technol. Pap. Bur. of Stand. **22**, 379—387, 1928, Nr. 365. Ein Stab aus Armco-Eisen wurde an einem Ende fest eingespannt, am anderen in einem Kreisprozeß belastet, daß die Differenzen der Anfangs- und der Endlast stets gleiche Werte hatten, während diese beiden Lasten selbst verschieden gewählt wurden. Falls sie innerhalb der Proportionalitätsgrenze blieben, zeigte sich, daß der von der statischen Hysteresis herrührende Energieverlust konstant war. Der Hysteresiskoeffizient ergab sich zu  $1,33 \cdot 10^{-5}$  Erg. cm<sup>3</sup>/kg, in guter Übereinstimmung mit früher erhaltenen Werten.

*Berndt.*

**R. Ariano.** La resistenza a trazione della gomma vulcanizzata. Cim. (N. S.) **4**, 263—281, 1927, Nr. 6. In einer vorhergehenden Arbeit wurde das Verhalten von Gemischen aus Gummi und Schwefel gegenüber Zugbeanspruchung untersucht. In der vorliegenden wurden die Versuche auf das Verhalten der Gemische bei Zusatz unorganischer Stoffe ausgedehnt. Die Volumenänderungen wurden in Rücksicht auf den Jouleeffekt untersucht, ferner der Einfluß des Grades der Vulkanisation auf die charakteristischen Zugparameter.

*Güntherschulze.*

**G. Supino.** Sopra l'influenza dei fori nella sollecitazione elastica delle lastre. Lincei Rend. (6) **6**, 147—149, 1927, Nr. 5/6. Verf. bespricht zwei Veröffentlichungen von G. Krall in den Lincei Rendiconti über die elastische Deformation einer mit Löchern versehenen Scheibe. Dieser hatte gefunden, daß die elastischen Deformationen der Scheibe denen einer lochfreien gleichen Scheibe gleich werden, wenn die Durchmesser der Scheibenlöcher gegen Null konvergieren. Verf. zeigt, daß dieses Ergebnis eine Bestätigung des Postulats von De Saint-Venant ist.

*Güntherschulze.*

**A. Joffé.** Mechanische und elektrische Festigkeit und Molekularkräfte. Phys. ZS. **28**, 911—916, 1927, Nr. 24. Für die Diskrepanz zwischen den experimentell beobachteten und den auf Grund der Bornschen elektrischen Theorie berechneten Zerreißfestigkeiten von festen Salzen werden Oberflächenirregularitäten, vor allem winzige Sprünge, verantwortlich gemacht. Die Zerreißfestigkeit von Kochsalzeinkristallen wurde unter besonderen Vorsichtsmaßregeln zum Vermeiden bzw. zum Unschädlichmachen der Oberflächenfehler gemessen. Die erhaltenen Werte liegen den theoretischen sehr nahe. Auch die Unstimmigkeiten mit der Theorie in bezug auf die Durchschlagsspannungen werden auf sekundäre störende Effekte, wie Wärmeerzeugung, Erzeugung neuer Ionen durch Stoßionisation, ungleichmäßige Feldverteilung, Ausbreitung von Rissen, zurückgeführt. Für Temperaturgebiete, die weit vom Schmelzpunkt der Substanz liegen, erwies sich die Durchschlagsspannung unabhängig von der Temperatur. Die Berechnung zeigt, daß bei kleinen Schichtdicken die Stoßionisation nicht ins Gewicht fällt. Es wurden dünne Glas- und Glimmerhäutchen von 0,014 und 0,05  $\mu$ ) hergestellt, deren Durchschlagsfestigkeit in der Tat von der

Schichtdicke unabhängig war. Verf. nimmt an, daß diese die wahre dielektrische Festigkeit des Dielektrikums darstellt. Sie hat auch die von der Theorie geforderte Größenordnung von  $10^8$  Volt/cm.

G. Karagunie

**St. Rybár.** Erwiderung auf die Bemerkung von J. Koenigsberger über Aufhängedrähte. ZS. f. Phys. 47, 302—303, 1928, Nr. 3/4.

**J. Koenigsberger.** Zu der Polemik von Herrn St. Rybár. ZS. f. Phys. 47, 304, 1928, Nr. 3/4.

**St. Rybár.** Zu der Antwort von Herrn J. Koenigsberger. ZS. f. Phys. 47, 304, 1928, Nr. 3/4.

Schee

**Howard Scott.** Origin of quenching cracks. Scient. Pap. Bureau of Standards 20, 399—444, 1925, Nr. 513. An Werkzeugstahl traten in der Achsenrichtung verlaufende Härterisse auf beim Abschrecken in Öl (Wasser) bei Zylindern zwischen  $\frac{3}{4}$  und  $1\frac{1}{2}$ " ( $\frac{1}{4}$  und  $\frac{1}{2}$ ") Durchmesser, infolge tangentialer Zugspannungen an der Oberfläche. Die Risse wurden erst sichtbar, wenn die Proben durch Raumtemperatur angenommen hatten. Sie erschienen bei Druckspannungen an der Oberfläche selten und gingen dann von der unter Zug stehenden Mitt aus. Druckspannungen an der Oberfläche wurden (nach der Methode von Heyn) beobachtet an mittleren oder großen Proben bei durchgehärtetem Stahl oder bei oberflächengehärteten Proben unter Abschrecken in Wasser. Die dauernde Spannungen entstehen durch plastische Deformationen während des Abschreckens. Kühl man nur während jener Zeit, so erscheinen infolge des negativen Ausdehnungskoeffizienten Zugspannungen an der Oberfläche. Kühl man durchgehärtete und in Öl abgeschreckte Proben vor Erreichung der  $Ar''$ -Umwandlung weiterhin im Luftstrom, so ergab sich, daß diese bei relativ niedrigen Temperaturen unter Ausdehnung auftritt. Die vor Erreichen von  $Ar''$  beobachtete Kontraktion wird angenähert durch den Ausdehnungskoeffizienten des Austenits oberhalb des kritischen Bereichs erhalten. Die Ausdehnung zu Beginn von  $Ar''$  verläuft annähernd linear und der Ausdehnungskoeffizient ist größer als der des Austenits. Weiterhin verläuft die Ausdehnung langsamer. Dieser Teil wird der Erniedrigung von  $Ar''$  durch den Druck nach der Bildung eines kontinuierlichen Martensitnetzwerks zugeschrieben. Bis zur Beendigung der linearen Ausdehnung ist der Stahl plastisch. Die Größe der Gesamtausdehnung wächst in der Regel mit Erniedrigung von  $Ar''$ , wie dies durch Erhöhung der Abschrecktemperatur bei Überschuß von Carbid bewirkt wird. Auf Grund theoretischer Betrachtungen über die Temperaturverteilung beim Abschrecken werden Beziehungen zwischen den Oberflächenspannungen und der Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Mitte abgeleitet. Zugspannungen rufen Risse bei viel kleineren Werten hervor als Druckspannungen. Zum Schluß werden Folgerungen für das zu Vermeidung von Härterissen einzuschlagende Verfahren gezogen.

Berndt

**Richard v. Dallwitz-Wegner.** Über Kontaktelktrizität, Thermoelektrizität und Kohäsionsdruck. ZS. f. Elektrochem. 34, 42—49, 1928, Nr. 1. Verf. sucht nachzuweisen, daß es einen auf festen Körpern und Flüssigkeiten lasten den erheblichen Kohäsionsdruck  $K$  Atm. geben muß, wenn die Moleküle dieser Stoffe sich gegenseitig anziehen, und daß dieser Kohäsionsdruck von der Temperatur der Stoffe abhängig ist. Für eine große Zahl von Stoffen wird der Kohäsionsdruck nach der Formel

$$K + P = 84,1 \frac{\gamma}{M} \left( t + \frac{1}{\delta} \right) \text{Atm.}$$

berechnet, worin  $\gamma$  kg/Liter die Dichte des Stoffes,  $M$  das (chemisch relative) Molekulargewicht,  $t$  die Temperatur in Grad Celsius,  $\delta$  die kubische Wärmeausdehnungszahl pro Grad Temperaturänderung ( $\delta = 3\delta'$ , wenn  $\delta'$  die lineare Wärmeausdehnungszahl ist) und  $P$  den äußeren Atmosphärendruck bedeutet. Es seien hier einige der berechneten Werte mitgeteilt:

	$K_0$ Atm.	$K_{100}$ Atm.		$K_0$ Atm.	$K_{100}$ Atm.
Quecksilber . . .	31 444	31 200	Konstantan . . .	274 105	261 266
Blei . . . . .	56 467	54 047	Nickel . . . . .	315 588	301 984
Zinn . . . . .	84 424	67 573	Kobalt . . . . .	338 670	305 728
Zink . . . . .	111 066	95 719	Schmiedeeisen . .	336 837	309 881
Aluminium . . .	114 422	108 509	Platin . . . . .	348 872	339 611
Silber . . . . .	150 327	143 597	Quarz . . . . .	3 757 765	1 964 650
Gold . . . . .	202 408	174 258	Diamant . . . . .	12 982 321	4 043 662
Kupfer . . . . .	223 692	214 592			

Die Flüssigkeiten besitzen also einen Kohäsionsdruck bis etwa 40 000 Atm., Stoffe mit höherem Kohäsionsdruck sind fest. Die Tabelle zeigt, daß der Kohäsionsdruck gleichsam ein Maß für die Härte des Stoffes ist. Berühren sich zwei Stoffe, so wird an der Berührungsfläche der Kohäsionsdruck durch die Wechselwirkung der Grenzflächen modifiziert unter Auftreten verschiedener physikalischer Vorgänge, von denen die elektrischen weiter verfolgt werden. Berühren sich z. B. zwei Metalle an zwei verschiedenen Stellen, so erfolgt im allgemeinen Aufladung des Metalls, das nach der Skale das „härtere“ ist, mit negativer Elektrizität. Wird dagegen die eine Berührungsstelle erwärmt, so kommt ein Elektronenstrom zustande, dessen elektromotorische Kraft sich berechnen läßt. Daß die berechneten Werte der EMK mit den tatsächlich beobachteten der Thermoelemente nicht immer übereinstimmen, kann daran liegen, daß die Metalle nicht rein sind. Die angeführte Betrachtung kann sich nur auf chemisch reine und homogene Metalle beziehen. Die Betrachtungsweise scheint auch geeignet zu sein, kolloide Erscheinungen, bei denen sehr große Oberflächen verschiedenartiger Stoffe aufeinander einwirken, durch neue physikalische Gesichtspunkte zu erhellen. Otto.

**Thomas H. Johnson.** The production and measurement of molecular beams. Phys. Rev. (2) 31, 103—114, 1928, Nr. 1. Es wird eine neue Methode zur Untersuchung von Molekularstrahlen entwickelt, bei der die Intensität des Strahles durch die Druckzunahme gemessen wird, die er in einem Ionisationsmanometer hervorruft, wenn der schmale Spalt dieses Manometers über den Strahl hin verschoben wird. Die Methode hat den Vorteil, daß sie auf nicht kondensierbare und chemisch inaktive Gase anwendbar ist. Es werden verschiedene Konstruktionseinzelheiten des neuen Strahlendetektors beschrieben und seine charakteristische Wirkungsweise experimentell und theoretisch behandelt. Zur Erklärung der beobachteten Druckänderungen muß die Adsorption an den inneren Wänden des Manometers herangezogen werden. Es ergibt sich die Hypothese, daß das Gas durch die Gefäßwände in einer Menge adsorbiert wird, die der Moleküldichte im Manometer proportional ist, und daß es in einem Umfang wieder in Freiheit gesetzt wird, die der Zahl der adsorbierten Moleküle proportional ist. Für die Wahrscheinlichkeit der Adsorption eines Quecksilbermoleküls durch Glas ergibt sich der Wert  $10^{-4}$  pro Stoß. Die Empfindlichkeit der Methode wird

durch diese Adsorptionsvorgänge verringert. Trotzdem ist sie mit der der anderen üblichen Methoden vergleichbar. Es wurde mit ihrer Hilfe die Beziehung zwischen der Intensität des Strahles und dem Druck in der Erzeugungskammer festgelegt. Dabei zeigte sich, daß sich Strahlen weit größerer Intensität erzeugen lassen, als Knauer und Stern es für möglich hielten. Die Ergebnisse dieser Forscher sind jedoch mit denen des Verf. im Einklang, wenn sie anders gedeutet werden, als jene es getan haben.

Güntherschulze

**L. Dunoyer.** Essai d'une méthode pour la mesure des gaz dissous dans l'eau. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 1—12, 1928, Nr. 1. Das vom Verf. benutzte Verfahren besteht darin, in einem guten Vakuum eine geringe Menge (1 bis 2 cm<sup>3</sup>) Wasser zu verdampfen, den entstandenen Wasserdampf durch Phosphorpentoxyd zu absorbieren oder in einer in dem Gemisch von festem Kohlendioxyd mit Aceton stehenden Röhre zu verdichten und den dann vorhandenen Gasdruck mittels eines Mc Leodschen Manometers zu messen. Das Verfahren gestattet, die Messung in sehr kurzer Zeit auszuführen, weil das im Vakuum eingeführte Wasser sofort erstarrt und die gelösten Gase dabei entweichen, so daß es nicht nötig ist, zu warten, bis das Eis verdampft ist, wozu längere Zeit erforderlich ist. Es ist nicht ratsam, größere Mengen Wasser als die angegebenen zu verwenden, weil bei zunehmender Wassermenge eine Absorption der entwichenen Gase, wahrscheinlich gleichzeitig mit dem Wasserdampf, stattfindet. Die Anwendung der durch festes Kohlendioxyd gekühlten Röhre führt zu verwickelten, noch nicht genügend erklärten Vorgängen, weshalb die Verwendung des Phosphorpentoxys weit mehr zu empfehlen ist. Zwar nimmt das Absorptionsvermögen dieser Verbindung in dem Maße, wie sie Wasser aufgenommen hat, ab, jedoch ist der Druck des Wasserdampfes oberhalb von Phosphorpentoxyd, das äußerlich bereits eine starke Hydratation erkennen läßt, noch immer sehr gering.

Böttger

**A. Th. van Urk.** On the Cohesive Forces of Liquids. Comm. Leiden, Suppl. No. 54 to Nos. 169—180, 12 S., 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **28**, 356—364, 1925, Nr. 4; diese Ber. **7**, 1473, 1926.

Scheel

**A. Th. van Urk, W. H. Keesom and G. P. Nijhoff.** Measurements on the surface tension of liquid neon. Comm. Leiden Nr. 182b, S. 13—15, 1926. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **29**, 914—916, 1926, Nr. 7; diese Ber. **8**, 683, 1927.

Scheel

**A. Th. van Urk, W. H. Keesom and H. Kamerlingh Onnes.** Measurements of the surface tension of liquid helium. Comm. Leiden Nr. 179a, S. 3—8, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **28**, 958—962, 1925, Nr. 10; diese Ber. **8**, 1724, 1927.

Scheel

**Georg Scheliga.** Zur Kenntnis der inneren Reibung von Lösungen und Gemischen. Dissertation Breslau 1928. Bereits berichtet nach ZS. f. anorg. Chem. **169**, 161—172, 1928, Nr. 1/3.

Scheel

**N. K. Adam.** Note on the Explanation of a so-called „Intertraction“ Phenomenon. Proc. Roy. Soc. London (A) **118**, 262—263, 1928, Nr. 779. Verf. prüft durch ein einfaches Experiment seine früher (diese Ber. **8**, 900, 1927) gegebene Erklärung des Phänomens und findet sie bestätigt.

Erik

**Ralph N. Traxler.** The effect of temperature on rate of osmosis. Journ. phys. chem. **32**, 127—141, 1928, Nr. 1. Die Diffusion von Pyridin in Wasser durch eine dünne Gummimembran ist von 5 bis 85° C bestimmt worden. Die relative Geschwindigkeitszunahme pro 10° C nimmt mit steigender Temperatur ab. In derselben Weise wurde die Diffusion von Natrumchlorid in Wasser durch eine Kolloidummembran zwischen 25 und 65° C gemessen. Nur die anfängliche Geschwindigkeit steigt mit der Temperatur, die später sich einstellende Geschwindigkeit ist temperaturunabhängig. *Gyemant.*

**J. W. Lewis.** An Experimental Study of the Motion of a Viscous Liquid contained between Two Coaxial Cylinders. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 388—407, 1928, Nr. 777. Die von G. I. Taylor [Phil. Trans. (A) **223**, 289, 1923] bereits beschriebene Erscheinung der Wirbelbildung in der Flüssigkeit zwischen zwei koaxialen Zylindern, die eine relative Rotationsbewegung gegeneinander besitzen, wird eingehend untersucht. Mit einem kleinen, sehr genau gearbeiteten Apparat, ähnlich dem von Taylor verwendeten, und Xylol als Versuchsflüssigkeit wird die kritische Reynoldssche Zahl für verschiedene dicke innere Zylinder ermittelt. Der Eintritt der Wirbelbildung hängt außer von der Reynoldsschen Zahl noch ab von dem Verhältnis  $d/R_1$  ( $d$  = Dicke der Flüssigkeitsschicht,  $R_1$  = Radius des inneren Zylinders) und von dem Verhältnis  $\mu$  der Drehgeschwindigkeit des äußeren Zylinders zu der des inneren. Der Übergang von der turbulenten zur laminaren Flüssigkeitsbewegung findet stets bei einer niedrigeren Keimgröße statt, als der Übergang von der laminaren zur turbulenten. Mit  $d/R_1$  nimmt die Größe des instabilen Strömungsbereiches ab. Der Verlauf der Strömung wird durch Einstreuen von Aluminiumpulver sichtbar gemacht und in zwei verschiedenen Ebenen photographiert. *Erk.*

**Markus Reiner und Rassa Riwlin.** Zur Hydrodynamik von Systemen veränderlicher Viskosität. II. Die Strömung in der Kapillare. Kolloid-ZS. **44**, 9—10, 1928, Nr. 1. Die Verff. gehen, wie in der ersten Arbeit (diese Ber. 8, 2138, 1927), von der Einstein-Hatschekschen Formel für die Viskosität eines Sols aus und leiten daraus die Widerstandsgröße  $W$  für die Strömung durch eine Kapillare von der Länge  $l$  und dem Radius  $R$  ab zu

$$W = (\eta_0 - \eta_\infty) \cdot e^{-\frac{2}{5} c_1 \cdot \frac{R p}{\eta_0 \cdot l}} + \eta_\infty.$$

Daraus ergibt sich die Durchflußmenge

$$Q = \frac{R^4 \pi p}{8l \left[ (\eta_0 - \eta_\infty) \cdot e^{-\frac{2}{5} c_1 \cdot \frac{R p}{\eta_0 \cdot l}} + \eta_\infty \right]}.$$

Trägt man  $Q$  als Funktion des treibenden Druckes  $p$  auf, so erhält man eine Kurve, die, im Ursprung beginnend, zunächst parabolisch mit immer steilerer Tangente aufwärts steigt und nach Durchgang durch einen Wendepunkt in die Gerade mündet, die das Poiseuillesche Gesetz darstellt. Der Verlauf dieser Kurve stimmt genau mit dem von Wo. Ostwald und R. Auerbach (diese Ber. 8, 895, 1927) für Kolloide gefundenen überein. *Erk.*

**Claude H. Bosanquet.** On the Capillary Rise of Liquids in Wide Tubes. Phil. Mag. (7) **5**, 296—301, 1928, Nr. 28. Die Gleichgewichtsform einer Flüssigkeitsoberfläche in einer runden Röhre unter dem Einfluß von Kapillarkräften ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\frac{h}{a} - \frac{\alpha}{r} \cdot \sin \Phi - \alpha \frac{d}{dr} \sin \Phi = 0.$$

Hierin ist  $h$  die Erhebung über die freie Fläche,  $\varPhi$  der Randwinkel,  $r$  der Radius der Röhre und  $a^2 = T/\varrho g$ . Da diese Gleichung geschlossen nicht integriert werden kann, wurden mehrere Näherungslösungen angegeben und Tabellen berechnet. Verf. berechnet nach einem Verfahren der schrittweisen Näherung fünf Werte für  $3,9278 < r/a < 8,8764$ .

Ern

**C. C. Coffin and O. Maass.** The Preparation and Physical Properties of Isobutylene. Trans. Roy. Soc. Canada (Sect. III) (3) 21, 33—40, 1922 Nr. 1. Die Abhandlung ist eine Fortsetzung der Arbeit von Maass und Wright (Journ. Amer. Chem. Soc. 43, 1098, 1921), in der die physikalischen Eigenschaften von Kohlenwasserstoffen mit zwei und drei Kohlenstoffatomen untersucht wurden. Sie beschäftigt sich mit den entsprechenden Eigenschaften eines Kohlenwasserstoffs mit vier Kohlenstoffatomen, dem Isobutyle. Die Messmethoden zur Bestimmung von Schmelzpunkt, kritischer Temperatur, Dichte, Oberflächenspannung und Dampfdruck sind die gleichen wie früher. Es seien einige Werte mitgeteilt:

Dampfdruck		Dichte		Oberflächenspannung $\gamma$ und molekulare Oberflächenenergie		
°C	cm Hg	°C	d	°C	$\gamma$	$\gamma (Vm)^{2/3}$
— 79,1	1,25	11,5	0,6058	20	12,30	254,5
— 55,7	6,69	9,1	0,6087	15	12,91	265,4
— 48,9	10,19	5,0	0,6135	10	13,55	276,7
— 43,5	13,92	1,0	0,6180	5	14,20	288,3
— 38,3	18,53	0,1	0,6190	0	14,84	299,3
— 30,7	26,51	— 3,7	0,6234	— 5	15,42	309,0
— 25,5	54,53	— 9,5	0,6299	— 10	16,16	322,0
— 20,0	43,75	— 13,5	0,6343	— 15	16,74	331,6
— 12,0	61,06	— 19,1	0,6408	— 20	17,42	343,0
— 6,0	77,87	— 22,5	0,6444	— 25	18,01	351,7
— 2,2	90,30	— 29,7	0,6520	— 30	18,70	364,2
+ 1,8	104,4	— 34,8	0,6581	— 35	19,31	373,9
+ 3,5	111,4	— 40,4	0,6632	— 40	20,01	385,4
+ 8,8	134,0	— 44,1	0,6680	— 45	20,54	393,5
+ 13,0	153,5	— 48,9	0,6738	— 50	21,28	405,2
+ 17,4	178,0			— 55	21,90	414,8
+ 22,1	201,7					

In der folgenden Tabelle sind einige für Äthylen, Propylen und Isobutylen gewonnene Werte zusammengestellt ( $S$  bezieht sich auf die entsprechenden Werte beim Siedepunkt):

	Schmelzpunkt °C	$t_S$	$t_c$	$T_S/T_c$	$d_S$	$\gamma_s$	$d\gamma/dT$
Äthylen . . . .	— 169,4	— 103,9	9,9	0,60	0,5699	16,50	0,1845
Propylen . . . .	— 185,2	— 47,0	92,1	0,62	0,6095	16,70	0,1462
Isobutylen . . . .	— 146,8	— 6,6	143,5	0,64	0,6268	15,72	0,1280

Otto.

**J. B. Austin.** The equilibrium pressure over coexisting salt hydrates at temperatures below 0°. Journ. Amer. Chem. Soc. 50, 333—336, 1928, Nr. 2. Bei den früheren Arbeiten über den Dampfdruck von Salzhydraten bei Temperaturen unterhalb 0° fehlt die Beantwortung der Frage, ob die Dampfdruckkurve in einem System von zwei aufeinanderfolgenden Hydraten und Dampf die Eis-Dampfkurve bei tiefen Temperaturen etwa durchschneidet. Theoretisch ist eine Durchkreuzung der Kurven kaum zu erwarten, die angestellten Versuche bestätigten diese Annahme völlig. Nach der Formel

$$\log p = \frac{Q}{2,3 \cdot R \cdot T} + B, \text{ worin } p \text{ den Dampfdruck des Systems, } Q \text{ die frei werdende}$$

Wärme,  $T$  die absolute Temperatur und  $B$  eine Konstante bedeuten, lassen sich die Kurven berechnen. Für Eis ist  $Q$  gleich der Summe aus Schmelzwärme des Eises und Verdampfungswärme pro Mol Wasser, für die Hydrate gleich der Summe aus Hydratations- und Verdampfungswärme pro Mol Wasser. Für jede Temperatur liegt dann der Dampfdruck des Eises höher als der Dampfdruck von Hydraten. In ihrer Anwendung ergibt diese Methode einen Anhaltspunkt über die Genauigkeit der Werte der Hydratationswärme von Salzen.

H. Brückner-Dresden.

**Yukichi Osaka and Tokuzo Yaginuma.** Equilibria in the systems containing water and chlorides of iron, cobalt and nickel at 25,0°. Bull. Chem. Soc. Japan 3, 4—10, 1928, Nr. 1. Bei der Untersuchung der Gleichgewichtssysteme, bestehend aus Wasser, Eisen-, Kobalt- und Nickelchlorid, wurden die üblichen Methoden angewendet. Das Cl wurde nach der modifizierten Volhard'schen Methode, das Ni mittels Dimethylglyoxim, das Fe nach der Reduktion mit SnCl<sub>2</sub> durch Titrieren mit KMnO<sub>4</sub> bestimmt. Als Rest der Chloride ergab sich das Co durch Berechnung. Die Resultate wurden in Tabellen und in Dreieckdiagrammen angegeben. Im System FeCl<sub>3</sub>—NiCl<sub>2</sub>—H<sub>2</sub>O traten die Hydrate CoCl<sub>2</sub>·6 H<sub>2</sub>O, FeCl<sub>3</sub>·6 H<sub>2</sub>O und CoCl<sub>2</sub>·2 H<sub>2</sub>O auf. Im System FeCl<sub>3</sub>—NiCl<sub>2</sub>—H<sub>2</sub>O konnten die Hydrate FeCl<sub>3</sub>·6 H<sub>2</sub>O, NiCl<sub>2</sub>·6 H<sub>2</sub>O und NiCl<sub>2</sub>·4 H<sub>2</sub>O und im System CoCl<sub>2</sub>—NiCl<sub>2</sub>—H<sub>2</sub>O nur die beiden Hexahydrate beobachtet werden. Die Analysenwerte aus der Untersuchung des Systems FeCl<sub>3</sub>—CoCl<sub>2</sub>—NiCl<sub>2</sub>—H<sub>2</sub>O wurden ebenfalls in Tabellen und in einem Diagramm zusammengestellt.

St. Handel.

**E. Ramann † und Mitarbeiter.** (Herausgegeben von H. Sallinger.) Gesammelte dispersoid-physikalische und chemische Untersuchungen an Quarzsuspensionen über Entladungswirkungen und über Adsorption. Kolloidchem. Beih. 25, 280—430, 1927, Nr. 9—12. Zusammenfassung einer größeren Anzahl selbständiger Arbeiten, die im Ramann'schen Institut durch bodenkundliche Fragen angeregt worden sind. Sie umfassen sechs experimentelle und sechs theoretische Untersuchungen, nämlich: A. Experimenteller Teil. J. A. Hanley, Flockungsversuche und mikroskopische Beobachtungen an Quarzsuspensionen. G. Krauss, Zubereitung eines chemisch möglichst indifferenten Quarzmaterials von wohldefinierter Korngröße und Oberflächenentwicklung. G. Krauss und R. Rüger, Abgleiterscheinungen bei der Sedimentation auf geneigten Flächen (Bestimmung des Abgleitwinkels von Quarzkörnern in sehr verdünnten Elektrolytlösungen). M. Storz, Einfluß von verdünnten Elektrolytlösungen auf die Beweglichkeit suspendierten Quarzes in einem Quarzsandgerüst („Gerüstdurchfließung und -durchwanderung“). H. Sallinger, Beeinflussung der Sedimentation von Quarzsuspensionen durch geringe Elektrolytkonzentrationen. H. Sallinger, Adsorptionsmessungen an Quarz. B. Theoretischer Teil. G. Krauss, Neue Hypothese über die Ursachen der Schichtenbildung in

Suspensionen. H. Sallinger, Theoretische Folgerungen aus den Abgleitwinkelmessungen. H. Sallinger, Beitrag zur Theorie der Adsorption aus verdünnten Lösungen. H. Sallinger, Abhängigkeit der Menge  $\alpha$  eines adsorbierten Stoffes von der Menge  $m$  des adsorbierenden Mittels. H. Sallinger, Berechnung der Hydrolysenkonstante von gelöstem Natriumcarbonat mit Hilfe von Adsorptionsmessungen an Quarz/ $\text{Na}_2\text{CO}_3$  und Quarz/ $\text{NaOH}$ . H. Sallinger, Berechnung der elektrolytischen Dissoziationskonstante des Ammoniaks aus Adsorptionsdaten (Quarz/Ammoniak und Quarz/KOH) (Ermittlung des  $\text{NH}_4\text{OH}$ -Gehalts wässriger Ammoniaklösungen).

Güntherschulz

**N. Rashevsky.** On the size-distribution of colloidal particles. Phys. Rev. (2) **31**, 115—118, 1928, Nr. 1. Auf den Fall des kolloiden Gleichgewichts wird die Plancksche Gleichung des thermodynamischen Potentials angewendet. Dessen Minimum ergibt die Verteilungsfunktion zwischen den einzelnen Größen im Falle hydrophiler Kolloide. Die Energie eines Teilchens geht auch in die Lösung der Gleichung ein, so daß daraus der Einfluß der Adsorptions- und Ladungsscheinungen klar zutage tritt. Wieweit die so entstandene Verteilung stabil ist, läßt sich aus der Untersuchung nicht entscheiden. Gyemant

**N. Rashevsky and E. N. Rashevsky.** On the size-distribution of particles in reversible colloids. Phys. Rev. (2) **31**, 157, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine hinreichend verdünnte polydisperse Kolloidlösung läßt sich als ein Gemisch einer unendlichen Zahl monodisperser Systeme auffassen, so daß sich die Plancksche Theorie verdünnter Lösungen darauf anwenden läßt. Es ergibt sich die charakteristische thermodynamische Funktion des Kolloids, die die Verteilungsfunktion der Teilchengrößen enthält. Doch ist die Verteilungsfunktion insofern nicht völlig bestimmt, als sie noch eine andere Funktion enthält, die von der Energie der gegenseitigen Wirkung von kolloidem Teilchen und Lösungsmittel abhängt. Einige allgemeine Eigenschaften dieser Funktion werden besprochen, und es wird gezeigt, unter welchen Bedingungen die Verteilungsfunktion bei einem endlichen Teilchenradius ein Maximum hat. Güntherschulz

**Runar Collander.** Einige Permeabilitätsversuche mit Gelatinemembranen. S.-A. Protoplasma **3**, 213—222, 1927, Nr. 2. Um festzustellen, ob oberflächenaktive Verbindungen durch alle Membranen leichter diffundieren als oberflächeninaktive, wie es auf Grund der Traubeschens Haftdrucktheorie vielfach angenommen wurde, oder ob sie infolge ihrer Lipoidlöslichkeit nur durch die lebenden Protoplasmen leichter permeieren, wurden einige Diffusionsversuche mit gehärteten Gelatinemembranen ausgeführt. Der mittlere Porenradius der Membran überschritt nicht allzuviel den der hindurchdiffundierenden Moleküle. Benutzt wurden wässrige und methylalkoholische Lösungen. Es ergab sich, daß die verschiedenen Substanzen unabhängig von ihrer Oberflächenaktivität durch die Gelatinemembran diffundierten. Verf. erblickt darin ein weiteres Argument zugunsten der Lipoidtheorie. Schönfeld

**Fritz Gernert.** Über Schmelz- und Erstarrungserscheinungen bei Gelatinegallerten. Dissertation Erlangen 1926, S. 117—146. Der Übergang der flüssigen in die Gallerphase bei Gelatine (und umgekehrt) ist außer von der Temperatur von den Zeiteinflüssen (Alter der Gelatine) abhängig. Gelatinerierung tritt nur unter einer Grenztemperatur  $\vartheta_0$  auf, und zwar um so schneller je größer  $\vartheta_0 - \vartheta$  ( $\vartheta$  = Versuchstemperatur). Wurde die Gelatine bei  $\vartheta_a$  erstarrten gelassen und während der Zeitspanne  $t_a$  auf dieser Temperatur gehalten,

so tritt Verflüssigung um so schneller ein, je größer  $\vartheta - \vartheta_a$  und je kleiner  $t_a$ . Für genügend geringe  $\vartheta_a$  (z. B. für  $0^\circ\text{C}$ ) verschwindet der Einfluß von  $t_a$  immer mehr. Ist die Gelatine gereinigt, so treten irreversible Änderungen auf, welche die Gelatinierungsfähigkeit herabsetzen. *Gyemant.*

**A. C. Chatterji and N. R. Dhar.** Condition of silver chromate in gelatine from electric conductivity and diffusion experiments. Trans. Faraday Soc. **23**, 23—30, 1927, Nr. 1. Messung der elektrischen Leitfähigkeit von Silberchromat in Gelatine ergibt geringere Werte, als nach der Annahme totalen Ionenzerfalls zu erwarten wäre. Der chemische Umsatz zwischen Silbernitrat und Kaliumchromat ist in Gegenwart von Gelatine nicht vollständig, da das Silberion stärker an Gelatine adsorbiert wird als das Chromat. Liesegangringe entstehen nur innerhalb einer bestimmten Konzentration der Salze. Kaliumchromat vermag gelbes Silberchromatsol in rotes Koagulat zu verwandeln. *Gyemant.*

**Hermann Salmang.** Betrachtungen über die Ursachen des bildsamen Zustandes der Tone. Sprechsaal **61**, 115—116, 1928, Nr. 7. Gegenüber der „chemischen“ Theorie des Verf. hat Miehr eine „physikalische“ aufgestellt, wonach die Bildsamkeit  $P$  der Tone gegeben ist durch  $P = \pi C f$  (wo  $\pi$  = Materialkonstante,  $C$  = Produkt aus Oberflächenspannung und Viskosität der Anmacheflüssigkeit,  $f$  = Flüssigkeitsmenge). Die so berechneten Werte für  $P$  stimmen jedoch beim Vergleich von Glycerin, Wasser und Benzol nicht mit der Erfahrung überein. Auch wird damit nicht erklärt, warum Glimmer, Speckstein und Graphit in derselben Flüssigkeit überhaupt nicht oder wenig bildsam sind. Die Bedeutung der Adhäsion von Ton und Flüssigkeit wird in der Theorie auch nicht berücksichtigt. Kurz: sie ist nicht zufriedenstellend. *Gyemant.*

**A. Kneschke.** Über den Einfluß magnetischer Wechselfelder auf die Bewegung elektrischer Schwebeteilchen. ZS. f. Phys. **47**, 608—614, 1928, Nr. 7/8. [S. 977.] *Matthes.*

**Jul. Hartmann and Birgit Trolle.** New investigation on the air jet generator for acoustic waves. Medd. Kopenhagen **7**, Nr. 6, 37 S., 1926. Die Arbeit enthält eine ausführlichere Darstellung der im Journ. scient. instr. **4**, 101—111, 1927 veröffentlichten Ergebnisse der Verff. Vgl. diese Ber. **8**, 1013, 1927. Zahlreiche Photogramme und Kurven erhäusern die dort kürzer dargestellten Verhältnisse. *Cermak.*

**M. J. O. Strutt.** Eigenschwingungen einer Saite mit sinusförmiger Massenverteilung. Ann. d. Phys. (4) **85**, 129—136, 1928, Nr. 2. Unter Voraussetzung einer sinusförmig verlaufenden Massendichte  $\varrho = P [R + 2 h^2 \cos(2x)]$ , wobei  $P$  die konstante Spannung bedeutet und natürlich  $R > 2 h^2$  sein muß, führt das Problem einer frei schwingenden Saite auf eine Mathieusche Differentialgleichung, deren vollständige Lösung bei beständig in Ruhe verbleibenden Saitenenden mit Hilfe der Mathieuschen Funktionen angeschrieben werden kann. Auf Grund der Theorie dieser Funktionen wird die von Lord Rayleigh (Theory of Sound **1**, 216, 1926, 2. Aufl.) aufgefundene Tatsache mathematisch neu begründet, daß, falls die Saitenlänge  $n \cdot \pi$  (mit ganzzahligem  $n$ ) beträgt, der  $n$ -te Eigenwert [gegenüber einer Saite mit gleicher mittlerer Masse, also  $2 h^2 \cos(2x) = 0$ ] am meisten gestört wird. Ferner ergibt sich die Möglichkeit, die Grenzkurven zwischen stabilen und labilen Lösungsgebieten der Mathieuschen Differential-

gleichung mit Hilfe der Eigenschwingungen von Saiten mit sinusförmiger Massenverteilung experimentell zu bestimmen, doch wird hierauf nicht näher eingegangen.

Harry Schmidt

**P. Cermak.** Experimentelle Untersuchungen der Töne gedackter Pfeifen mit dünner Endwand. Phys. ZS. **28**, 701—707, 1927, Nr. 21. Dünne Endwände gedackter Pfeifen führen erzwungene Schwingungen beim Anblasen der Pfeife aus. Dadurch werden die Knotenstellen verlagert und Frequenzänderungen gegenüber den Tönen festgeschlossener Röhre bewirkt. Der Grundton wird erniedrigt, und zwar um so mehr, je dünner die Endwand, je geringer deren Dicke und Steifheit. Die übrigen Teiltöne werden meist erhöht. Bei genügend dünner Endwand treten auch Teiltöne der offenen schwingenden Röhre auf. *Cermak*

**I. Orloff.** Über den Riemannschen akustischen Effekt. Journ. Appl. phys. **4**, 9—19, 1927, Nr. 3. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Der von Hugo Riemann beschriebene akustische Effekt besteht darin, daß der kombinative, aus zwei Lauten entstehende Ton sich bei einer kontinuierlichen Erhöhung oder Vertiefung eines dieser beiden Töne sprunghweise bewegt, indem er in den Konsonanzen vorhanden ist und in den Zwischenräumen verschwindet. Die Annahme, daß diese Erscheinung der Helmholtzschen Theorie der Kombinationstöne widerspreche, ist nach dem Verf. ein Irrtum. Der Effekt ist in Wirklichkeit sehr kompliziert und alle Einzelerscheinungen, in die er zerlegt werden kann, gehen aus der Theorie von Helmholtz hervor. Grundsätzlich kann diese Theorie darauf zurückgeführt werden, daß die verschiedenen Töne, die aus den Obertönen zweier Laute entstehen, sich im Falle einer Konsonanz zu einem Komplex vereinigen, der nur von einem sehr geübten Gehör zerlegt werden kann. Zur Erklärung des Entstehens der einzelnen Kombinationstöne wird die Methode der Bestimmung des Verschiebungskoeffizienten der Kombinationstöne angewandt und der Grund angegeben, weshalb die Stimmfarbe der Laute den Gegensatz zwischen Konsonanzen und Dissonanzen verschärft.

Güntherschulze.

**T. P. Abello.** Absorption of ultrasonic waves by some gases. Phys. Rev. (2) **31**, 157, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Frühere Untersuchungen des Verf. über die Absorption ultraakustischer Wellen in  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2$ , bei denen ein Torsionsflügel zur Messung der Intensität verwandt wurde, hatten eine nahezu logarithmische Abnahme der Intensität mit der prozentualen Menge der der Luft zugesetzten Gase ergeben. Für die vorliegende Veröffentlichung wurde eine neue Meßmethode angewandt. Der Ultraschallstrahl fiel auf eine zweite Quarzplatte, die eine der Sendeplatte sehr naheliegende Eigenfrequenz hatte und die dem Gitter einer Elektronenröhre verbunden war. Die auf die Platte übertragene Wirkung wurde verstärkt und durch ein Vakuumröhrenvoltmeter gemessen, das direkt in Ultraschallstrahlintensität mit Hilfe von Celluloidfilmen bekannter Durchlässigkeit geeicht war. Das frühere Ergebnis wurde bestätigt. Die Intensität wurde auf nur 10 % der in reiner Luft beobachteten geschwächt, wenn der Strahl 3 cm eines Gemisches von 80 % Luft und 20 %  $\text{CO}_2$  durchsetzte. Bei  $\text{H}_2$  blieben in diesem Falle 34 %, bei He 47 % übrig. *Güntherschulze.*

**F. R. Watson.** The absorption of sound by materials. Phys. Rev. (2) **31**, 158, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nach der Nachhallmethode von Sabine wurde eine Anzahl Materialien untersucht. Die Schallquelle war ein Telephonempfänger, der durch einen Audionoszillator erregt wurde. Auf diese Weise ließ sich die Frequenz und Intensität in weiten Grenzen kontinuierlich ändern. Tonreinheit wurde durch Einschalten eines Helmholtzschen Resonators

erzielt. Die Tonstärke wurde mit einer Rayleighschen Scheibe gemessen. Das Toninterferenzbild im Raume wurde kontinuierlich dadurch verschoben, daß das Sendetelephon auf einem schwingenden Pendel montiert wurde.

Güntherschulze.

**J. C. Hubbard and A. L. Loomis.** Compressibilities of liquids by the sonic interferometer. Phys. Rev. (2) **31**, 158, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Fortsetzung früherer Versuche über Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten mit Hilfe einer Resonanzmethode bei Frequenzen von  $2 \cdot 10^5$  bis  $5 \cdot 10^5$ . Die Genauigkeit der Messungen wurde vergrößert, auch wurden verschiedene neue Methoden zur Entdeckung der Schwingungsknoten ausgebildet. Dem Hauptoszillator wurde ein Quarzoszillator überlagert. Der Überlagerungston wird durch Verändern eines kleinen Kondensators mit Nonius dem einer elektrisch angetriebenen Stimmgabe gleichgemacht. Die Noniusablesungen durchlaufen zyklische Änderungen mit scharfen Maximis, wenn der Kolben des Interferometers verschoben wird. Die akustischen Wellenlängen in der Flüssigkeit werden mit einer Genauigkeit von  $1\%$  gemessen, aber die absoluten Werte der Schallgeschwindigkeit sind eine Größenordnung weniger genau. Untersucht wurde die Schallgeschwindigkeit in Wasser, Quecksilber und einer Anzahl Salzlösungen in einem weiten Temperaturbereich. Aus den Ergebnissen wurden die adiabatischen Kompressibilitäten und das Verhältnis der spezifischen Wärmen der Substanzen ausgerechnet.

Güntherschulze.

**Louis G. Pooler.** The velocity of sound in liquids. Phys. Rev. (2) **31**, 157—158, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde ein Verfahren entwickelt, um die Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten mit großer Genauigkeit zu bestimmen. Eine in einer zylindrischen vertikalen Stahlröhre befindliche Flüssigkeitssäule wurde bei Hörfrequenz durch ein elektromagnetisch erregtes Diaphragma am Boden in Resonanzschwingungen versetzt. Wenn die Resonanzschwingung der Flüssigkeit die gleiche ist wie die des Diaphragmas, ist die Rückwirkung des letzteren auf das System sehr klein. Gronevall hat gezeigt, daß infolge der Elastizität der Röhrenwände die wahre Schallgeschwindigkeit  $C_0$  in der Flüssigkeit durch den Ausdruck  $C_0 = C/(1 - \epsilon)$  gegeben ist, wo  $C = 2 L r$  und  $\nu$  die Resonanzfrequenz des Diaphragmas allein,  $L$  die Höhe der Flüssigkeitssäule und  $\epsilon$  eine Funktion des inneren und äußeren Radius der Röhre, der elastischen Konstanten des Materials der Röhre und der Dichte der Flüssigkeit ist. Die Theorie wurde durch Verwendung von Röhren und Diaphragmen verschiedener Dicke experimentell bestätigt. Die Schallgeschwindigkeit in luftfreiem destillierten Wasser bei  $25^\circ \text{C}$  ist  $1493,2 \pm 2,3 \text{ m/sec}$ . Die Änderung der Geschwindigkeit mit der Temperatur beträgt  $2,2 \text{ m/sec}$  pro Grad in dem Intervall  $25$  bis  $30^\circ$  und nimmt auf  $0,4 \text{ m/sec}$  zwischen  $60$  und  $70^\circ \text{C}$  ab. Güntherschulze.

**Ernst Hueter.** Über Fernhörer, insbesondere lautsprechende Fernhörer. Dissertationsauszug Technische Hochschule Darmstadt 1925, 7 S. Unter vereinfachenden Annahmen wird die Theorie des elektromagnetischen Lautsprechers mit Schalltrichter abgeleitet und die Resultate durch Versuche bestätigt. Es ergeben sich die bekannten Bedingungen, daß die Masse der Membran möglichst klein, die Rückstellkraft und die bremsenden Kräfte möglichst groß sein müssen. Außer den üblichen Eisenmembranen werden Membranen aus Holz, Papier und ähnlichen Materialien untersucht, es ergibt sich, daß Eisenmembranen ungeeignet sind. Es wird empfohlen, die geforderte Schalleistung nicht durch große, mit kleinen Amplituden schwingende Membranen, sondern durch kleine, mit großer Amplitude schwingende zu erreichen. Alberti.

**P. Fatou.** Sur le mouvement du périhélie des planètes. C. R. 186, 65—67, 1928, Nr. 2. Durch Reihenentwicklung nach dem Störungsparameter erhält Verf. eine Formel, die unmittelbar erkennen läßt, daß die Störung der Perihels eines kleinen Planeten durch die anderen Körper im Sinne einer Präzession erfolgt und auch die Größe der mittleren Präzession auf elementarer Weise zu berechnen gestattet. *Lanczos*

**Swyngedauw.** Sur la position de la ligne neutre dans la courroie. C. R. 186, 403, 1928, Nr. 6. (Druckfehlerberichtigung.) *Schee*

**Swyngedauw.** Sur les déformations de l'élément de courroie qui aborde la poulie. C. R. 186, 569—571, 1928, Nr. 9. Aus der früher gemachten Beobachtung, daß beim Heraufkommen eines Riemens auf die Riemenscheibe die Geschwindigkeit eines Elements seiner Außenschicht, von 4 bis 5 cm vor der Berührung bis etwa 2 cm nachher, wächst, wird unter der Annahme, daß die Querschnitte eben bleiben, abgeleitet, daß sich die Lage und Geschwindigkeit irgend eines Punktes eines ursprünglich zur Bewegungsrichtung senkrechten Querschnitts ergibt, wenn man der Translationsbewegung (mit der vor dem Aufrollen vorhandenen Geschwindigkeit) eine Drehung um die neutrale Achse superponiert, deren Winkelgeschwindigkeit proportional der linearen Geschwindigkeit des entsprechenden Punktes der Außenschicht wächst. Falls die Spannung ausreicht, daß der Riemen sich der Krümmung der Riemenscheibe anpaßt, neigen sich zwei ursprünglich zueinander parallele und zur Bewegungsrichtung senkrechte Querschnitte fortschreitend, so daß sie einen Winkel bilden, dessen Scheide sich rasch aus dem Unendlichen der Achse der Riemenscheibe nähert. *Berndt*

**F. Rapatz und K. Krekeler.** Die Prüfung der Bearbeitbarkeit. Stahl u. Eisen 48, 257—261, 1928, Nr. 9. Nimmt man die in der Zeiteinheit erzielte Spanmenge als Maß der Bearbeitbarkeit, so ist sie bei gegebenem Werkstoff Vorschub und Schnitttiefe durch die wirtschaftliche Schnittgeschwindigkeit gekennzeichnet. Diese wird, wie durch Versuche mit möglichst verschiedenen Werkstoffen nachgewiesen wurde, nicht ermittelt durch den Bohrversuch nach Kepp (der auch das Drehmoment nicht berücksichtigt), auch nicht durch Schnittdruckmessungen (die dazu dienen können, die günstigste Schneidenform zu bestimmen), sondern nur durch den Drehzeitversuch. *Berndt*

**G. Schlesinger.** Die Bearbeitbarkeit der Konstruktionsstähle im Automobilbau. Stahl u. Eisen 48, 307—312, 338—345, 1928, Nr. 10 u. 11. Die Versuche erfolgten an Siemens-Martinstahl, unlegierten Regel-, Einsatz- und Vergütungsstählen sowie an je zwei legierten Einsatz- und Vergütungsstählen mit und ohne Kühlung, bei Schnittgeschwindigkeiten von 8 bis 100 m/Min an einer Drehbank mit Meßsupport. Dabei wurden bestimmt die Standzeit in Minuten bis zur völligen Zerstörung der Stahlschneide und das Spanvolumen je Minute. Die Ergebnisse sind in Tafeln und Schaulinien niedergelegt. Die Einsatzstähle verhalten sich in bezug auf die Bearbeitbarkeit völlig anders als die Vergütungsstähle. Das Spanvolumen ist nicht als Maß für die Bearbeitbarkeit zu brauchen, da die Spantiefe von größerem Einfluß ist als die Standzeit. Durch geeignete Kühlung läßt sich diese wesentlich erhöhen, doch ist Steigerung der Menge der Kühlflüssigkeit über eine bestimmte Größe hinaus ohne Einfluß. Die Standzeitkurven verlaufen im doppelt logarithmischen System nicht durchweg als Gerade. Die Schnittgeschwindigkeit beeinflußt den Schnittdruck nicht. *Berndt*

**Erich Siebel.** Technische Stauchprobleme. Stahl u. Eisen 48, 403—405, 1928, Nr. 13. Auszug aus Bericht Nr. 122 des Werkstoffausschusses des Vereins deutscher Eisenhüttenleute (Arch. f. Eisenhüttenwesen 1, 543—548, 1927/28). Um gleichmäßige Spannungsverteilung über den Querschnitt beim Druckversuch zu erhalten, werden die Druckflächen kegelförmig ausgebildet und die Endflächen der Proben ihnen angepaßt, wobei für gute Schmierung zwischen beiden zu sorgen ist. Dadurch ist der Druckversuch auch geeignet zur Bestimmung der Streckgrenze und zur Aufnahme der Spannungsformänderungskurven. Weiterhin werden die Streckung zwischen schmalen und breiten Preßbacken, die Vorgänge beim Walzen sowie bei von zwei oder drei Seiten gestauchten zylindrischen Körpern behandelt.

Berndt.

**Otto Schlippe.** Untersuchung des Pressfinish-Verfahrens. Dissertation Technische Hochschule Dresden 1928, 31 S. Das Pressfinish-Verfahren besteht in einem Aufweiten und Glätten von Bohrlöchern durch Durchpressen von Stahlkugeln von bestimmtem Übermaß (an Stelle des sonst verwendeten Nachreibens). Untersucht wurde an Bohrungen von 20 mm Durchmesser in Flußstahl, Perlitz- und Maschinengußeisen, Rotguß und Lagerweißmetall die elastische und bleibende Aufweitung der Werkstücke, die Abnutzung der Kugeln, die Größe der Kalthärtung (mit einem selbstgebauten Pendelhärteprüfer, der die Messung in der Bohrung gestattete), die Oberflächenbeschaffenheit (mittels Gelatineabdrückes und daraus hergestellten Mikrotomschnitten) und die Gefügeänderung unmittelbar an der Lochwandung. Ferner wurden auch die Preßdruckdiagramme aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Diagrammen dargestellt. Es zeigt sich, daß eine anfängliche Unrundheit der Bohrungen durch das Durchpressen zwar verringert, aber nicht beseitigt wird. Die Aufweitung war an den Stirnflächen größer als in der Mitte, und zwar um so mehr, je weicher der Werkstoff war (aus diesem Grunde ist die Anwendung großer Kugelübermaße unvorteilhaft). Sie war ferner um so größer, je dünnwandiger die Prüflinge waren, diese erfuhren auch die geringste Verbesserung ihrer Oberflächengüte. Beim Durchpressen erfolgte zwar ein gewisses seitliches Ausweichen der Kugel, doch blieb die Abweichung stets innerhalb der Feintoleranz, ferner erhielten die Bohrungen ein spiegelglattes Aussehen, vorausgesetzt, daß nicht von der vorhergehenden Bearbeitung (Bohren) zu große Riefen vorhanden waren, und daß die Abnutzung der Kugeln nicht zu groß war, die (außer bei Lagermetall) bereits nach einmaligem Durchpressen zwar schon zu erkennen war, dabei aber noch nicht schädlich wirkte. Die Oberflächenhärtung nahm mit wachsendem Kugelübermaß etwa exponentiell zu bis zu etwa 50 %. Bei Benutzung nicht zu harter Werkstoffe ist das Pressfinish-Verfahren dem Innenschleifen wirtschaftlich überlegen.

Berndt.

**H. B. De Vore and Wheeler P. Davey.** Preferred orientation in tungsten crystals caused by mechanical working. Phys. Rev. (2) 31, 160, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 958.] Güntherschulze.

**F. Wenk.** Die Vertikalströmungen der Atmosphäre und der Flug. ZS. f. Flugtechn. 19, 30—32, 1928, Nr. 2. Mittels einer vereinfachten aerodynamischen Beziehung ist es möglich, die Vertikalkomponente der Luftströmung vom Flugzeug aus mit einer geeigneten Meßanordnung, z. B. dem Beschleunigungsschreiber der D. V. L., zu ermitteln und ihre Wirkung auf den Flug zu beurteilen.

Sewig.

## 4. Aufbau der Materie.

**V. M. Albers and T. E. Phipps.** A proposed method for determining whether or not an electron has a magnetic moment comparable with that of a hydrogen atom. Phys. Rev. (2) 31, 149, 1928, Nr. 1. (Kurze Sitzungsbericht.) Das magnetische Moment des Wasserstoffatoms wurde von Phipps und Taylor zu 6050 Gauß pro Grammatom ermittelt. Es kann davon hervorruhen, daß das Elektron des Atoms ein magnetisches Moment hat. Die beiden Forscher haben ein Verfahren zur Messung dieses Moments vorgeschlagen, das darin besteht, einen Elektronenstrahl durch ein Gebiet zu schicken, in dem ein inhomogenes elektrisches und ein inhomogenes Magnetfeld überlagert sind. Brillouin hat gezeigt, daß, wenn ein Elektronenstrahl unter einem Winkel gegen die Feldrichtung in ein inhomogenes Magnetfeld gesandt wird, sich die Elektronen so orientieren, daß bei einem Teil von ihnen die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Felde zunimmt, während sie bei dem anderen abnimmt. Wird die Elektronengeschwindigkeit kontinuierlich verringert, so sollte sich ein Wert erreichen lassen, bei dem der Elektronenstrom von 1 auf  $\frac{1}{2}$  sinkt. Die Verf. beabsichtigen, eine Modifikation der von Brillouin vorgeschlagenen Methode anzuwenden, bei der die Elektronen im Magnetfeld erzeugt werden und dann parallel zu ihm laufen. Dadurch wird die Schwierigkeit umgangen, einen Elektronenstrahl in ein starkes Magnetfeld zu bringen. *Güntherschulze*

**J. D. Main Smith.** The Electronic Structure of Atoms. Part I. The Periodic Classification. Journ. chem. soc. 1927, S. 2029—2038, Sept. Diese Untersuchung der chemischen Eigenschaften der Elemente zeigt, daß ähnliche Elemente nach 8, 18 oder 32 Elementen auftreten. Es ist jedoch zweckmäßig, die Elemente nach typischen Eigenschaften, besonders nach der Valenz, zu ordnen. Hierbei ergeben sich acht Gruppen mit den Wertigkeiten von 1 bis 8. Durch die langen Perioden mit ihren Untergruppen wird diese fundamentale Oktetteinteilung undeutlich gemacht. Zur Vermeidung dieser Schwierigkeit schlägt der Verf. vor, das periodische System abzukürzen, und erhält damit folgende acht Gruppen, aus denen drei Klassen gebildet werden:

Klasse:	Basisch			Amphotер			Nicht basisch		
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
Gruppe:									
Valenz:	1	2	3	4	5	6	7	8	0
Periode 1	1 H	—	—	—	—	—	(1 H)	2 He	
„ 2	3 Li	4 Be	5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne	
„ 3	11 Na	12 Mg	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 A	
„ 4	19 K	20 Ca	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	
„ 5	37 Rb	38 Sr	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 J	54 Xe	
„ 6	55 Cs	56 Ba	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 —	86 Em	
„ 7	87 —	88 Ra	—	—	—	—	—	—	

Zu dieser Abkürzung wird bemerkt, daß in den langen Perioden nur ein Teil der Elemente chemische Verwandtschaft mit seinen Homologen zeigt. Bereits Mendelejeff hat darauf hingewiesen, daß in den langen Perioden „Übergangselemente“ vorkommen, die in dieser verkürzten Aufstellung ausgelassen sind. Es erhebt sich die Frage, welche Elemente zu den „typischen“ und welche zu den Übergangselementen gehören. Wasserstoff bis Kalium und Gallium bis

Krypton sind sicher „typisch“, fraglich ist es bei Calcium und Zink. Eine Diskussion der chemischen Eigenschaften ergibt, daß Calcium und nicht Zink als Homologes des Magnesiums anzusehen ist. Ebenso sind Strontium, Barium und Radium als typische, Cadmium und Quecksilber als Übergangselemente anzusehen. Auch die Elemente vom Actinium (89) aufwärts sind Übergangselemente. Die oben beschriebene Anordnung gibt chemische Eigenschaften gut wieder. So nimmt die Basizität in jeder Periode von der ersten stark basischen bis zur siebten stark sauren Gruppe ab, in jeder Gruppe nimmt sie dagegen von oben nach unten zu. Ferner befinden sich alle Elemente mit basischen Oxyden in den beiden ersten Gruppen. Alle Elemente mit wechselnder Valenz haben Valenzstufen, die sich nur um gerade Zahlen (2, 4 oder 6) unterscheiden. — Die Übergangselemente werden in den Perioden 4 bis 7 ebenfalls in acht Gruppen angeordnet, wobei die achte Gruppe die Triaden Eisen, Kobalt, Nickel usw. aufnimmt. Hierbei sind die Elemente Cer bis Cassiopeium (seltene Erden) einer weiteren Serie vorbehalten geblieben, so daß das ganze periodische System in drei Tabellen zerfällt. Eine Anzahl weiterer chemischer und physikalischer Gesetzmäßigkeiten, die diesen Tabellen entnommen werden können, werden besprochen. Die Zusammenhänge mit der Elektronenstruktur sollen in einer zweiten Arbeit besonders behandelt werden.

*Estermann.*

**L. H. Thomas.** The calculation of atomic fields. Proc. Cambridge Phil. Soc. **23**, 542—548, 1927, Nr. 5. Die theoretische Berechnung von experimentell beobachtbaren atomaren Größen ist vielfach nur dann möglich, wenn das effektive elektrische Feld im Innern der Atome bekannt ist. Der Verf. hat eine Näherungsmethode entwickelt, mit der die Felder im Innern der schweren Atome lediglich aus theoretischen Betrachtungen angenähert berechnet werden können.

*Estermann.*

**P. Vinassa.** La simmetria negli elettroni. Lincei Rend. (6) **6**, 454—458, 1927, Nr. 11. Verf. gibt eine Tabelle über die Elemente der Ordnungszahlen 10 bis 18 und 36 bis 46. Dabei führt er das Wort Elektronile für die positiven oder negativen Ionen normaler Wertigkeit (z. B.  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$  usw.) ein. Daraus leitet er folgende Sätze ab: Die Zahl der Elektronilen, die sich in einem Hauptgleichgewichtszustand befinden (2, 10, 18 usw.), ist stets 8 oder 12, gehorcht also dem Ausdruck  $n \cdot 2^2$ . Es fehlen stets alle Elektronenzahlen, die Gruppen von fünf oder sieben Elektronen entsprechen. Die häufigsten Symmetrien sind die paaren, unter ihnen die bilaterale. Unter den unpaaren Gruppierungen herrscht die mit einem Elektron. Verbindungen bestehen in der Regel zwischen Elektronilen mit paarer Symmetrie. Die anderen sind selten. Verbindungen von Elektronilen vom unpaaren Typ sind unbekannt. Verbindungen gleicher Molekülezahl kann es auch von Elektronilen des unpaaren Typs geben, aber in diesem Falle vereinigen sich die unpaaren Elektronilen zu paaren Gruppen. Die einatomige Molekel kann nicht bei den Elementen existieren, die eine einem asymmetrischen Zustand (5 oder 7) entsprechende Ordnungszahl haben. Die Maximalvalenz eines Metalls ergibt sich aus der Differenz zwischen seiner Ordnungszahl und dem unmittelbar folgenden Gleichgewichtszustand. Es existieren keine Valenzen, die einer unsymmetrischen Elektronenanordnung entsprechen.

*Güntherschulze.*

**Paolo Vinassa.** Elettroni e simmetria. Cim. (N. S.) **4**, 381—389, 1927, Nr. 10. Verf. weist darauf hin, daß die Elektronilen (s. vorstehendes Referat) in großer Menge vorkommen, die einem Gleichgewichtszustand entsprechen, während

diejenigen, die einer Elektronenanordnung von fünf oder sieben angehören, vollkommen fehlen. Daraus wird gefolgt, daß sich die Elektronen nicht nach einer geometrischen, sondern nach einer kristallographischen Symmetrie verteilen. Mit Hilfe dieser neuen Auffassung lassen sich viele Tatsachen auf dem Gebiete der Valenzen, der Mehratomigkeit gewisser einfacher Körper usw. erklären und es lassen sich gut begründete Hypothesen über den photographischen Mechanismus und über die Phosphoreszenz aufstellen. Weiter werden einige Gesetze über die Bildung von Verbindungen abgeleitet.

Güntherschulze

**Hans Pettersson.** Die Zertrümmerung des Kohlenstoffs. III. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 213. Wiener Anz. 1928, S. 3—44 Nr. 1. Es werden Versuche zur Kenntnis der Zertrümmerbarkeit von Kohlenstoff mit  $\alpha$ -Teilchen aus Polonium von künstlich herabgesetzter Reichweite beschrieben. Die Zahl der nach der retrograden Methode beobachteten Szintillationen aus  $\alpha$ -bestrahltem Graphit zeigte eine sehr deutliche Abnahme, wenn die Reichweite der einfallenden  $\alpha$ -Teilchen von im Mittel 2,6 auf 2 cm herabgesetzt wurde. Bei einer Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen von 1,6 cm wurde die Zahl der beobachteten Atomrümmer von derselben Größe wie die Zahl der Szintillationen ohne Strahlungsquelle. Aus diesem Versuchsergebnis scheint hervorzugehen, daß  $\alpha$ -Teilchen aufhören, H-Teilchen von beobachtbarer Reichweite aus Kohlenstoff auszulösen bei einer Restreichweite, welche zwischen 1 und 2 cm Luft liegt. Die Möglichkeit, daß ein Teil der beobachteten Teilchen von ganz kurzer Reichweite Heliumkerne aus zertrümmerten Kohlenstoffatomen bzw. reflektierte  $\alpha$ -Teilchen aus der Strahlungsquelle sein können, wird diskutiert. Nach diesen Ergebnissen wäre eine wesentlich höhere Minimalenergie des  $\alpha$ -Teilchens erforderlich für die Zertrümmerung des Kohlenstoffkerns als für die des Aluminiumkerns.

K. W. F. Kohlrausch

**Takeo Hori.** On the Radioactive and the Non-radioactive Isotopes. Mem. Coll. of Science Kyoto (A) 9, 371—378, 1926, Nr. 6. Es wird versucht, ob der Zerfall in den vier Reihen mit  $A = 4n, 4n+1, 4n+2, 4n+3$  ( $0, 1, 1, 2, 3$  Protonen im Zentrum des Kernes und umlaufen von  $n$  He-Teilchen) bei Fortsetzung nach unten die bekannten Isotope der nicht radioaktiven Elemente gibt. Dabei werden in den Reihen  $4n$  und  $4n+2$  in Übereinstimmung mit L. Meitners Vorschlag durch Annahme von  $\alpha'$ -Teilchen ( $\alpha$ -Teilchen, die innerhalb des Kernes eng an zwei Elektronen gebunden sind) die Zerfallsfolgen  $\alpha-\alpha-\alpha-\alpha'$ ,  $\alpha'-\beta-\beta$  und  $\beta-\beta-\alpha'$  zugelassen und dabei das erste durch  $\beta$ -Zerfall entstandene Produkt als instabil und nicht vorhanden angesetzt. In den beiden anderen Reihen  $4n+1, 4n+3$  sollen die Zerfallsfolgen die Form  $\alpha-\alpha-\alpha-\beta\alpha'\beta\alpha$  haben, wobei die  $\beta$ -Strahler instabil sein sollen usw. K. W. F. Kohlrausch

**Hans Ziegert.** Die genaue Messung der von einem einzelnen  $\alpha$ -Teilchen erzeugten Ionenmengen und der Nachweis neuer Aktivitäten. ZS. f. Phys. 46, 668—715, 1928, Nr. 9/10. [S. 988.] K. W. F. Kohlrausch

**A. Piccard et E. Stahel.** Un résultat négatif concernant la transformation de l'hydrogène en hélium. Verh. d. naturf. Ges. Basel, 108. Jahresvers., 1927 [2], Sektion Physik, S. 95. Durch eine Mitteilung von Paneth und Peters, nach welcher sich Wasserstoff durch die katalytische Wirkung von Palladium in Helium umwandeln lassen soll, wurden die Verff. veranlaßt, nach der Strahlung

zu suchen, die diese Umwandlung begleiten sollte. Das Ergebnis der zu diesem Zwecke angestellten Versuche ist vollkommen negativ gewesen, obwohl die Anordnung so empfindlich war, daß auch noch ein hundertstel Promille des erwarteten Effektes nachweisbar gewesen wäre. (Anm. des Ref.: Die späteren Versuche von Paneth und Peters haben gezeigt, daß das in den ersten Versuchen beobachtete Helium nicht durch Umwandlung aus Wasserstoff entstanden war.)

Estermann.

**J. F. Spence.** The position of the elements of the rare earths in the periodic system. Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 264—268, 1928, Nr. 2. Der Verf. teilt die seltenen Erden in mehrere Familien nach Art der Triaden Eisen, Kobalt, Nickel ein und ordnet jeder dieser Familien einen Platz im periodischen System zu. So kommt das Lanthan als Homologes des Yttriums in die dritte Gruppe des periodischen Systems, die Familie Cer, Praseodym, Neodym und Illinium kommen als Homologe des Zirkons in die vierte Gruppe, dann kommen in eine neue Zeile die Elemente Samarium, Europium und Gadolinium als Homologe des Indiums und Terbium als Homologe des Zinns, und in eine dritte Zeile schließlich die aus den sechs Elementen vom Dysprosium bis zum Cassiopeium bestehende Erdenfamilie homolog zum Lanthan. Auf diese Weise sind alle seltenen Erden ihrer Valenz entsprechend untergebracht, es ist allerdings die Einführung von zwei neuen Zeilen ins periodische System dazu erforderlich.

Estermann.

**William B. Holton with B. S. Hopkins.** Observations on the rare earths. XXV. Examination of certain rare earth materials for element number 72. Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 255—258, 1928, Nr. 2. Da nach den Angaben von Urbain das Element 72 (Celtium) in Fraktionen der seltenen Erden, insbesondere in den leichter löslichen Fraktionen der Yttriumgruppe aufgefunden sein sollte, untersuchten die Verff. systematisch derartige Materialien auf einen eventuellen Gehalt an Element 72. Da auch Zirkon und Thorium, die beiden nächsten Homologen des Hafniums, in seltenen Erdmineralien gefunden werden, schien es nicht aussichtslos, auch das Hafnium an dieser Stelle aufzufinden. Die röntgenspektrographische Untersuchung des Materials war jedoch erfolglos, nicht einmal die starke  $L_{\alpha_1}$ -Linie des Hafniums war auf den Platten nachweisbar. Auch die Untersuchung des Bogenspektrums ließ zwar das Vorhandensein von Thorium erkennen, nicht aber die Gegenwart von Zirkon oder Hafnium, und zwar weder in Gadolinit, noch in den leichter löslichen Fraktionen der Yttrium- und der Cergruppe, noch in den Kaliumdoppelsalzen der Endfraktionen der Cergruppen. Lediglich in den Kaliumdoppelrestsalzen der Yttriumgruppe wird das Vorhandensein vom Element 72 durch die Analyse des Bogenspektrums wahrscheinlich gemacht.

Estermann.

**Arthur Evan Boss with B. S. Hopkins.** Observations on the rare earths. XXVI. Purification and atomic weight of erbium. Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 298—300, 1928, Nr. 2. Das Atomgewicht des Erbiums war auf Grund der Untersuchungen von Hofmann, der das Verhältnis Oxyd zu Sulfat bestimmte, zu 167,68 angenommen worden. Spätere Untersuchungen zeigten jedoch, daß das Oxyd selbst bei mehrständigem Erwärmen auf 900° noch beträchtliche Mengen Kohlendioxyd festhält und daß diese Methode daher nicht unbedingt zuverlässig ist. Die Verff. bestimmten daher das Verhältnis Erbiumchlorid zu Silber. Das Ausgangsmaterial entstammte zwei Fundstellen und

wurde nach zwei verschiedenen Methoden vom darin noch enthaltenen Yttrium getrennt. Für das Atomgewicht ergab sich als Mittel aus sechs Analysen 164,64. Dieser Wert stimmt mit dem älteren praktisch überein. Estermann

**Gregory Paul Baxter and Albert Quigg Butler.** A revision of the atomic weight of titanium. III. The analysis of titanium tetrabromide. Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 408—415, 1928, Nr. 2. Durch Einwirkung von Brom auf Titanmetall oder auf ein Gemisch von Titandioxyd und Kohlenstoff wurde Titan-tetrabromid hergestellt und vielfach fraktioniert destilliert. Die Atomgewichtsbestimmung erfolgte durch Ermittlung des Verhältnisses  $TiBr_4 : 4Ag$  und ergab als Mittelwert  $Ti = 47,90 \pm 0,0013$  in Übereinstimmung mit den früher ausgeführten Analyse von Titan-tetrachlorid. Estermann

**Francis Perrin.** Détermination de la vie moyenne à l'état excité de molécules fluorescentes. Journ. de phys. et le Radium (6) **7**, 13 S—15 S, 1926, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 225.] Die Absorptions- und Emissionsbanden gelöster fluoreszierender Farbstoffe liegen einander so nahe, daß man annehmen kann, daß ihre Fluoreszenz eine optische Resonanz ist, die durch die Gegenwart des Lösungsmittels deformiert ist. Die Fluoreszenzstrahlung ist zu einem um so größeren Bruchteil polarisiert, je viskoser das Lösungsmittel ist. Das bietet ein Mittel zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer der angeregten Zustände. Verf. findet auf diese Weise  $0,18 \cdot 10^{-8}$  sec für Fluorescein in Wasser-Glyceringemischen und  $0,6 \cdot 10^{-8}$  sec für Fluorescein in Wasser. Güntherschulze

**Nicolas Perrakis.** Le potentiel d'ionisation en relation avec quelques propriétés physico-chimiques. Journ. chim. phys. **24**, 120—128, 1927, Nr. 2. Es bestehen gewisse, zum Teil nur qualitativ gültige Beziehungen zwischen Ionisationspotential und gewissen physikalisch-chemischen Eigenschaften der Atome, wie kritische Daten, Ordnungszahl usw. Hierher gehört die auf Everett und Saha zurückgehende Beziehung, daß das Ionisationspotential umgekehrt proportional der dritten Wurzel des Atomvolumens ist, was für verschiedene Gruppen des periodischen Systems mit mehr oder weniger großer Näherung zutrifft. Entsprechende Änderungen von Atomvolumen und Ionisationspotential als Funktion der Ordnungszahl erfolgen in umgekehrtem Sinne. Das Ionisationspotential ändert sich im umgekehrten Sinne wie die kritische Temperatur; es ist um so höher, je niedriger der kritische Druck ist. Zwischen Siedetemperatur und Ionisationspotential gilt (bis Kr) ein von Bedos und dem Verf. empirisch ermitteltes Exponentialgesetz. Sewig

**Henry Norris Russell.** Series and ionization potentials of the elements of the iron group. Astrophys. Journ. **66**, 233—255, 1927, Nr. 4. Mit Hilfe der Elektronenkonfiguration gelang es, Serien (allerdings in der Regel nur von zwei Gliedern) in allen Bogenspektren von K bis Zn und in der Mehrzahl der Funkenspektren von  $Ca^+$  bis  $Zn^+$  zu ermitteln. Die Rydbergsche Formel gibt, angewandt auf die beiden ersten Glieder, die angenäherte Seriengrenze. Die erhaltenen Werte wurden durch eine empirische Formel korrigiert, die in den 15 Fällen, in denen die Prüfung ausgeführt werden konnte, von der genaueren Ritzschen Formel im Mittel um 0,5 % abweicht. So wurden Werte der ersten Ionisierungsspannung für alle genannten Elemente und der zweiten für die meisten erhalten. Für den Rest wurden angenäherte Werte aus dem Moseleyschen Gesetz abgeleitet. Für die meisten dieser Elemente gibt es vier verschiedene Arten der Ionisation des neutralen Atoms und drei für die zweite Ionisierung.

Die Hauptionisierungsspannungen, die die Energie messen, die für den Übergang aus dem Zustand geringster Atomenergie in den ionisierten Zustand geringster Energie nötig ist, sind:

K . . . . .	4,32 Volt	Mn . . . . .	7,40 Volt
Ca . . . . .	6,09 "	Fe . . . . .	7,83 "
Sc . . . . .	6,57 "	Co . . . . .	7,81 "
Ti . . . . .	6,80 "	Ni . . . . .	7,64 "
V . . . . .	6,76 "	Cu . . . . .	7,69 "
Cr . . . . .	6,74 "	Zn . . . . .	9,36 "

und für die zweite Ionisierung:

Ca <sup>+</sup> . . . . .	11,82 Volt	Mn <sup>+</sup> . . . . .	15,70 Volt
Sc <sup>+</sup> . . . . .	12,80 "	Fe <sup>+</sup> . . . . .	(16,5) "
Ti <sup>+</sup> . . . . .	13,60 "	Co <sup>+</sup> . . . . .	(17,2) "
V <sup>+</sup> . . . . .	(14,7) "	Ni <sup>+</sup> . . . . .	18,2 "
Cr <sup>+</sup> . . . . .	(16,6) "	Cu <sup>+</sup> . . . . .	20,34 "
		Zn <sup>+</sup> . . . . .	17,89 "

Die Werte werden als auf 0,1 % genau angesehen. Die Werte in Klammern sind die aus dem Moseleyschen Gesetz abgeleiteten und können 0,3 Volt falsch sein. Bei den Spektren von V, Mn, Co und Mn<sup>+</sup> wurden neue obere Terme, die aus Konfigurationen mit einem 5 s-Elektron sich ableiten, gefunden. Sie sind in Tabellen zusammengestellt.

Güntherschulze.

**H. B. Wahlin.** Critical potentials of metals. Phys. Rev. (2) 31, 155—156, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Anregungsspannungen einiger Metalle im Dampfzustand wurden nach folgender Methode bestimmt. Ein schmaler Elektronenstrahl wird durch eine variable Spannung gegen ein Gitter beschleunigt, das aus dem zu untersuchenden Metall besteht, und dann weiter durch eine konstante Spannung gegen eine kleine Auffangplatte beschleunigt. Das Gitter wird erhitzt und dient als Dampfquelle. Die Elektronen, die durch den Dampf gestreut werden, erreichen den Empfänger nicht, während diejenigen, die unelastische Stöße erleiden, durch das konstante Feld zum Empfänger gezogen werden. Die Anregungsspannungen verraten sich also durch Knicke in der Strom-Spannungskurve. Folgende Werte wurden gefunden: Cu: 1,61, 2,6, 3,8, 4,84, 5,65, 6,08, 6,73, 7,7, 8,26, 8,73, 9,4, 10,07, 10,91; mit der Ausnahme von 2,6 sind sie sämtlich als optische Niveaus identifiziert. Ag: 2,18, 2,89, 3,61, 4,28, 5,25, 5,94, 6,79, 7,54; die Werte 2,18, 2,89, 4,28 sind optisch nicht unterzubringen. Ni: 3,55, 5,00, 6,05, 6,85, 7,47, 8,0, 8,68, 9,45, 11,6, 14,66, 16,6; die unter 8 Volt lassen sich mit einiger Wahrscheinlichkeit identifizieren.

Güntherschulze.

**G. Piccardi.** Relazioni fra i potenziali di ionizzazione degli elementi omologhi. Lincei Rend. (6) 6, 305—311, 1927, Nr. 9. Verf. trägt die Differenzen der Ionisierungsspannungen je zweier aufeinanderfolgender Elemente als Funktion ihrer Ordnungszahl auf und findet regelmäßig verlaufende Kurven innerhalb der einzelnen homologen Reihen, die ihm erlauben, die Ionisierungsspannungen der höheren homologen Elemente, die vielfach noch unbekannt sind, mit ziemlicher Genauigkeit vorauszusagen.

Güntherschulze.

**G. Piccardi.** Relazioni fra i potenziali di ionizzazione di primo e di secondo ordine degli elementi omologhi. Lincei Rend. (6) 6, 428—431, 1927, Nr. 10. Nach einer früheren Veröffentlichung des Verf. (vgl. vorst. Ref.) lässt sich die Ionisierungsspannung erster Ordnung eines Elements aus der

seiner Homologen abschätzen. Bei Ra versagt das Verfahren, weil das Element der Ordnungszahl 87 noch nicht bekannt ist. Es sind jedoch die Ionisierungsspannungen zweiter Ordnung beim Ra ebenso wie bei Zn, Cd und Hg bekannt. Kennt man also das Verhältnis der Ionisierungsspannung erster zu der zweiten Ordnung, so kann man auch zu der ersten Ordnung des Ra gelangen. Auf diese Weise leitet der Verf. für Ra, den Wert 5,35 Volt ab. Daraus ergibt sich weiter die des unbekannten Elements 87, zu 4,24 Volt. Ferner läßt sich die Ionisierungsspannung des Be<sub>II</sub> zu 18,8 Volt berechnen. *Güntherschulze*

**L. Rolla e G. Piccardi.** Sul potenziale di ionizzazione del terbio. Lincei Rend. (6) 5, 818—819, 1927, Nr. 11. Verff. leiten auf thermischem Weg mit Hilfe einer geringen Menge von Terbiumoxyd  $Tb_4O_7$  durch Vergleich mit den bekannten Werten des Na und Ca für Terbium die Ionisierungsspannung 6,74 Volt ab. Der Wert liegt genau auf einer früher von den Verff. angegebenen Kurve, die die Ionisierungsspannung als Funktion der Ordnungszahl der Elemente angibt. *Güntherschulze*

**J. C. Morris, Jr.** A series of measurements of critical potentials of Hg vapor. Phys. Rev. (2) 31, 308, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde eine Röhre mit sieben Elektroden zur Bestimmung der kritischen Spannungen des Quecksilbers nach den verschiedenen früher angewandten Methoden und zum Vergleich der Wirksamkeit der verschiedenen Methoden konstruiert. Durch entsprechende Verbindungen kann die Röhre nach der Methode von Lenard, der Methode des unelastischen Stoßes von Hertz und Franck, der Methode von Franck und Einsporn, der Methode von Davis und Gouche zur Unterscheidung von Ionisierung und Anregungsspannung, der Methode von Hertz zur Bestimmung kritischer Spannungen durch unelastische Stoße und den sonstigen üblichen Methoden benutzt werden. Die photoelektrischen Methoden haben nicht die erwartete Auflösung gegeben und verschiedene unerklärte Unregelmäßigkeiten haben sich gezeigt. Die Anregungsspannungen wurden am erfolgreichsten nach der Methode von Hertz aufgelöst. Bei Verwendung eines Molybdänsfadens ergaben sich Anzeichen für Ionisierungsspannungen oberhalb von 10,4 Volt, aber durch eine bei sehr niedrigen Temperaturen betriebene Wehneltkathode ergaben sich die früher von Lawrence mitgeteilten Werte. Wird das niedrigste Ionisierungspotential zu 10,4 Volt angenommen, so betragen die gefundenen Werte 10,4, 10,65, 11,34, 11,8. Aus der Kurve können die relativen Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Ionisierungstypen bestimmt werden. *Güntherschulze*

**A. S. Levesley.** The critical potentials of nitrogen and the nature of active nitrogen. Trans. Faraday Soc. 23, 552—560, 1927, Nr. 78. Es wurden die Stöße zwischen Stickstoffmolekülen und Elektronen nach der Methode von Hertz in dem Gebiet von 2,0 bis 15,0 Volt Elektronenenergie untersucht. Die Stöße werden unelastisch, wenn die Elektronen 6,30 Volt erreichen, und bleiben über ein Bereich von 3 Volt unelastisch. Zusatz von Wasserstoff ändert daran nichts, woraus geschlossen wird, daß der beobachtete Effekt dem Stickstoff selbst und nicht dem als Verunreinigung vorhandenen Stickoxyd zuzuschreiben ist. Die unelastischen Stöße führen wahrscheinlich zur Anregung eines Bandensystems des Stickstoffs im Ultraviolet, das als Endzustand den des normalen Stickstoffmoleküls hat. *Güntherschulze*

**A. Joffé.** Mechanische und elektrische Festigkeit und Molekularkräfte. Phys. ZS. 28, 911—916, 1927, Nr. 24. [S. 935.] *Karagunis*

**I. N. Longinescu.** Nouvelle propriété additive des liquides. G. R. 185, 1472—1474, 1927, Nr. 25. [S. 1018.] Handel.

**Jared Kirtland Morse.** The structure and dimensions of the benzene ring. Phys. Rev. (2) 31, 159, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Fortsetzung früherer Veröffentlichungen. Es war früher gezeigt worden, daß die Kristallgitter von Diamant und Graphit aus Würfeln aufgebaut werden können, die eine Ecke gemeinsam haben. Die Radien dieser Würfel waren 0,77 und 0,75 Å. In der vorliegenden Untersuchung wird ein Modell eines Benzolringes gegeben, das aus Würfeln vom Radius 0,76 Å aufgebaut ist, die je eine Ecke gemeinsam haben. Die Kohleatome bilden eine oktaederartige Anordnung, während die Atome der an die Kohleatome gelagerten substituierten Gruppen des Ringes in den Ecken eines ebenen Sechsecks sitzen. Isomerie sowie das Fehlen der Sättigung und der optisch aktiven Derivate ergibt sich aus dem Modell. Außerdem bietet es eine quantitative Grundlage, von der aus die Röntgeneigenschaften der organischen Kristalle aromatischer Verbindungen gedeutet werden können.

*Güntherschulze.*

**Jared Kirtland Morse.** The structure and dimensions of the ethane molecule. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 37—40, 1928, Nr. 1. In einer früheren Arbeit hat der Verf. gezeigt, daß man die Kristallgitter von Diamant und Graphit aus Kuben aufgebaut denken kann, die eine Ecke gemeinsam haben. Die halbe Raumdiagonale dieser Kuben, die dem Radius des Kohlenstoffatoms entspricht, ergibt sich aus der Gitterkonstanten zu 0,77 bzw. 0,75 Å.-E. beim Diamant und Graphit. In ähnlicher Weise stellt sich der Verf. den Aufbau des Äthanmoleküls aus Kuben vor. Die beiden Kohlenstoffatome sind durch eine doppelte Elektronenbindung verbunden. Nach diesen Anschauungen bedeutet das, daß die beiden Kuben eine Kante gemeinsam haben. Von den 12 freien Ecken der beiden Kohlenstoffkuben sind sechs durch Valenzelektronen besetzt, die die sechs Wasserstoffatome binden. Der Abstand der Wasserstoffatome von diesen Ecken wird dem Abstand der Ecken von den Kohlenstoffatomen gleichgesetzt. In einer Tabelle werden alle aus diesen Vorstellungen berechneten Koordinaten der Bestandteile des Äthanatoms aufgezählt. Aus chemischen Gründen ist anzunehmen, daß die sechs Ecken, die zur Bindung der Wasserstoffatome in Anspruch genommen werden, in einer Ebene liegen, während die anderen sechs Ecken nicht diese Bedingung erfüllen.

*Estermann.*

**Jared Kirtland Morse.** The lattice structure of ethane. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 40—45, 1928, Nr. 1. Zur experimentellen Prüfung der in vorstehend referierter Arbeit gemachten etwas willkürlichen Annahmen über den Bau der Äthanmolekel konstruiert der Verf. aus diesem Modell ein Kristallgitter für festes Äthan und berechnet die Beugung von Röntgenstrahlen an einem derartigen Gitter. Die rechnungsmäßig erhaltenen Werte werden mit den experimentell von Mark und Pohland gefundenen Werten verglichen. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Beugungsbildern ist gut und liegt innerhalb der Fehlergrenze der Experimente, die der Verf. auf etwa 3 % schätzt. Lediglich ein Maximum, das der (004)-Fläche zugehört, macht eine Ausnahme: Nach der Theorie sollte es ausfallen oder jedenfalls sehr schwach auftreten, während in den Versuchen eine mittelstarke Bande beobachtet wurde. Ein Grund für diese Abweichung kann noch nicht angegeben werden.

*Estermann.*

**Jared Kirtland Morse.** The molecular and crystal structure of ethane. Phys. Rev. (2) 31, 304—305, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Unter-

suchung ergab, daß, während die Bindung zwischen den Kohleatomen im Äthanmolekül die allgemein angenommene Zweielektronenbindung ist, die zwischen den Wasserstoffkerne und ihren zugehörigen Kohlenstoffatomen nur aus einem Elektron besteht. Die Atomabstände ergaben sich für C—C zu 1,26 Å und für C—H zu 1,54 Å. Die Kohlenstoffatome scheinen kubisch zu sein mit  $R = 0,77$  wie beim Diamantgitter. In der Kristallstruktur des Äthans sind diese Moleküle in dichtester hexagonaler Packung angeordnet. Die Gitterkonstanten dieser Struktur sind in bezug auf die orthorhombischen Achsen geometrisch mit dem Kohlenstoffatomradius  $R$  folgendermaßen verknüpft:  $a_0 = 4 R (6)^{1/2} = 7,54$  Å;  $b_0 = 4 R (2)^{1/2} = 4,36$  Å;  $c_0 = 32 R / 3 = 8,21$  Å. Weiter werden die Lagen der einzelnen Kohlenstoff- und Wasserstoffkerne angegeben. Die aus dieser Struktur berechneten Beugungsbilder stimmen innerhalb der Versuchsfehlergrenzen mit den Messungen von Mark und Pohland überein. Die 004-Ebene gibt eine normale Reflexion. Sie sollte fehlen, wenn die Beugungszentren in den Mittelpunkten der Kohlenstoffatome konzentriert angenommen werden, ist jedoch vorhanden, wenn der Strukturfaktor aus der Lage der Elektronen berechnet wird.

Güntherschulze

**A. E. van Arkel en J. H. de Boer.** Molekuulmodellen voor verbindingen van het type  $XY_4$ . *Physica* 7, 354—367, 1927, Nr. 10. Es wird gezeigt, daß für Moleküle vom Typus  $XY_4$  das Modell, bei dem alle Ionen in einer Ebene liegen, immer labil ist. Ein Tetraedermodell ist nur dann stabil, wenn die Polarisierbarkeit des Zentralions unter einer bestimmten Grenze bleibt. Wird diese überschritten, dann tritt ein pyramidales Modell auf, während unter Umständen auch trigonale Modelle möglich sind. Die Dissoziationsenergie des  $NH_4^+$ -Ions wurde numerisch berechnet und daraus in sehr schöner Übereinstimmung mit den experimentellen Daten die Additionsenergie eines  $H^+$ -Ions an  $NH_3$  abgeleitet. Weiter wird gezeigt, daß bei den Verbindungen  $C(CH_2OH)_4$  und  $C(NO_2)_4$  der eigentümliche Bau der Moleküle wahrscheinlich mit der starken Polarisierbarkeit des Zentralions zusammenhängt.

Güntherschulze

**Kotaro Honda.** Die Theorie der Stahlhärtung. *Stahl u. Eisen* 48, 262—264, 1928, Nr. 9. Die  $A_1$ -Umwandlung erfolgt in zwei Stufen nach dem Schema Austenit → Martensit → Perlit. Der  $\alpha$ -Martensit hat ein tetragonal raumzentriertes Gitter mit dem Achsenverhältnis 1,04 (durch Röntgenstrahlenuntersuchung am Rande der Proben nachgewiesen), der  $\beta$ -Martensit ein kubisch raumzentriertes Gitter; er entsteht durch Anlassen bei  $150^\circ$  unter Zunahme der Magnetisierungsintensität und Verringerung des elektrischen Widerstandes sowie der Stablänge. Bei schneller Abkühlung tritt die Umwandlung in Perlit nicht ein, bei noch schnellerer bleibt auch ein Teil des Austenits unverwandelt; die Umwandlung dieses Restaustenits erfolgt beim Anlassen auf etwa  $150^\circ$  unter Vermehrung der Härte und der Länge. Der  $\beta$ -Martensit wandelt sich durch Anlassen auf  $250^\circ$  unter großer Wärmefreisetzung und ohne Längenänderung um. Die bei höherer Temperatur unter Wärmebindung erfolgende Verkürzung ist auf die Bildung von Zementit (aus dem vorher frei vorhandenen Eisen zurückzuführen). Der Martensit erhält seine Härte von etwa 680 Brinelleinheiten (gegenüber der von 225 des Ferrits) durch das feinere Korn (Zuwachs um 80 Brinelleinheiten), die inneren Spannungen (Zuwachs um 150 Brinelleinheiten) und die Versteifung des Gitters durch die eingelagerten C-Atome (Zuwachs um 225 Brinelleinheiten).

Berndi

**M. von Moos, P. Oberhoffer † und W. Oertel.** Rekristallisationsuntersuchungen an Stahl für Transformatorenbleche. *Stahl u. Eisen* 48,

93—403, 1928, Nr. 13. Auszug aus M. von Moos, Dissertation Technische Hochschule Aachen, 1. Teil. Nach einer kritischen Literaturübersicht wird über Versuche an 4%igem Si-Stahl mit 0,05 bis 0,12% C berichtet. Obwohl keine Umwandlungen festzustellen waren, enthielten doch alle Stähle Perlit, und zwar im gegossenen Zustand in spießig-nadliger Anordnung, die mit wachsendem C-Gehalt ausgesprochener ist. Durch Walzen wurde der Perlit stark verformt und formte sich bei nachfolgender Rekristallisation neu ein, besonders in runder Form, während bei höherer (vom C-Gehalt abhängiger) Glühtemperatur wieder Widmanstättensche Struktur auftrat. Diese Temperatur ist zugleich die Normalisierungstemperatur. Bei Rekristallisation bei höherer Temperatur trebte der verformte Perlit, sich zu entmischen, wodurch freier Zementit an den Korngrenzen und im Korninnern auftrat. Durch Härtung konnte der Perlit artlich in Martensit übergeführt werden. Elementares C war nicht nachzuweisen. Weitere Versuche erfolgten an völlig entkohlem Werkstoff. Aus beiden Stählen wurden kleine Zylinder hergestellt und um 5 bis 50% gestaucht. Mit wachsendem Verformungsgrad nahm die Zahl der Gleitflächen zu. Die Proben wurden dann in bis vier Stunden bei 500 bis 1200° geglüht. Das Ergebnis der Rekristallisationsversuche ist in Schaubildern wiedergegeben, die das übliche Verhalten zeigen, doch sind die Rekristallisationsvorgänge (gegenüber Elektrolyteisen) nach um mehrere 100° höheren Temperaturen verschoben. Der Einfluß der vorhergegangenen Verformung wurde bei höherer Glühtemperatur ausgesprochener. Mit fallendem Verlagerungsgrad stieg die Temperatur beginnender Rekristallisation. Ein kritisches Gebiet der Verformung konnte nicht gefunden werden. Als Keime für die Rekristallisation kommen neben den alten Korngrenzen vor allem die Gleitkörper in Frage. Bei Rekristallisationsversuchen nach (dynamischer) Warmverformung schritt in grobkörnigen Werkstoffen die Rekristallisation infolge fehlender oder weniger Gleitkörper und damit von Keimen langsam fort. Vollständige Rekristallisation ließ sich dagegen rasch erreichen, wenn die Keimzahl durch Verfeinerung des Ausgangsgefüges künstlich ergrößert wurde.

Berndt.

**Paul Schafmeister und Raffaello Zoja.** Der Einfluß des Mangans und der Abkühlungsgeschwindigkeit auf die Ferritausscheidung. Stahl u. Eisen 48, 312—313, 1928, Nr. 10. Aus Versuchen mit verschiedenem C- und Mn-Gehalt sowie mit verschiedener Abkühlungsgeschwindigkeit ergab sich, daß in Mn-Stählen die Ferritmenge vom C-Gehalt nicht linear abhängt; zur mikroskopischen C-Schätzung muß man den Kurvenverlauf der Abhängigkeit kennen. Die Ferritmenge nimmt mit größerer Abkühlungsgeschwindigkeit sowie mit steigendem Mn-Gehalt ab, dabei steigt der Einfluß der ersten mit letzterem. Der C-Gehalt des eutektoiden Punktes ist bei 3,1% Mn etwa 0,71%; bei 2% Mn etwa 0,77%; bei 1% Mn etwa 0,83%. Berndt.

**Leonhardt.** Die morphologischen und strukturellen Verhältnisse der Meteoreisen im Zusammenhang mit ihrem Entwicklungsgang. -A. Fortschr. d. Min., Krist. u. Petrogr. 12, 52—55, 1927.

**Tutomu Maeda kaj Sigeru Yamane.** La Konsisto de Magnezioksiklorida cemento. S.-A. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 4, 85—101, 1926, Nr. 50/51.

**Tutomu Maeda.** Viskozecosangô dum la Reakejo inter Magnezioksidoj kaj Magneziklorida Akvosolvajo, kaj Nova Konsidero rilate al Hardigo de Cementoj. S.-A. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 4, 102—128, 1926, Nr. 50/51. Scheel.

**H. C. Cross and E. E. Hill.** Density of hot-rolled and heat-treated carbon steels. *Scient. Pap. Bureau of Stand.* **22**, 451—466, 1927, Nr. 562. [S. 932.]

**Howard Scott.** Origin of quenching cracks. *Scient. Pap. Bureau of Stand.* **20**, 399—444, 1925, Nr. 513. [S. 936.] Berndt

**F. C. Blake, James O. Lord, W. C. Phebus and A. E. Focke.** On the x-ray analysis of chromium-nickel alloys. *Phys. Rev. (2)* **31**, 305, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Fortsetzung früherer Versuche. Es war früher gefunden worden, daß Cr bis zu 64 % Cr-Gehalt das Nickelgitter verzerrt. Durch richtiges Ätzen, verbunden mit Röntgenanalyse, ließ sich weiter zeigen, daß in noch Cr-reicherem Legierungen eine dritte Phase rhomboedrischer Struktur mit vielen Linien vorhanden ist. Sie befindet sich zusammen mit dem raumzentrierten kubischen Gitter in allen Legierungen zwischen 65 und 85 % Cr. Auch mikrophotographisch ließen sich diese drei Phasen nachweisen. *Güntherschulze*

**André Féry.** Étude de la variation de la résistivité des couches minces de platine en fonction de leur épaisseur et de l'influence des corps oxygénés sur de semblables résistances. *Journ. de phys. et le Radium (6)* **9**, 38—48, 1928, Nr. 1. [S. 979.] C. Müller

**W. Fraenkel und A. Stern.** Über Gold-Palladium-Nickellegerungen ZS. f. anorg. Chem. **166**, 161—169, 1927, Nr. 1/3. Verff. untersuchen das Gebiet der Mischungslücke im festen Zustand beim Au/Ni-System. Die nach verschiedenen früheren Angaben bei Pd-Ni-Legierungen auftretende Unterkühlung, die bis 145° betragen soll, konnte durch Schütteln der Schmelzen beim Abkühlen fast völlig beseitigt werden. Bei Aufnahme des Zustandsdiagramms wurde festgestellt, daß die tiefste Temperatur auf der Kurve bei 60 Gew.-% Pd liegt. Da nun die binären Systeme Au/Ni und Ni/Pd Minima in den Mischkristallen zeigen, wurde das System Au/Pd/Ni in jener Beziehung untersucht, ob die Minima zusammenlaufen. Tatsächlich konnte diese Erscheinung festgestellt werden, indem die Minima eine sich durch das ganze System hindurchziehende tiefe Furche bilden. Das Au/Pd/Ni-Diagramm ist in dieser Hinsicht den ternären Diagrammen Fe/Ni/Mn und Cu/Ni/Mn sehr ähnlich. St. Handel

**H. B. De Vore and Wheeler P. Davey.** Preferred orientation in tungsten crystals caused by mechanical working. *Phys. Rev. (2)* **31**, 160, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein Stück gewalztes Wolframblech von 2 mm Dicke wurde bis in die Nähe seines Schmelzpunktes erhitzt, so daß die Kristalle, die eine günstige Orientierung hatten, auf Kosten der anderen Kristalle wuchsen. Beugungsbilder, die mit einer punktförmigen Spaltöffnung aufgenommen waren, wurden dadurch gedeutet, daß das Modell eines Wolfrankristalls vor einem Beugungsbild aufgestellt würde. Eine Schnur stellte den einfallenden Strahl dar. Die Schnur und eine Senkrechte auf einer gegebenen Atomebene bestimmten die Ebene des an dieser Ebene gebeugten Strahles, und wenn das Modell richtig orientiert war, mußte der Fleck in dem aufgenommenen Beugungsbild in der Ebene liegen, als wenn er durch die Reflexion eines in der Schnurrichtung einfallenden Lichtstrahles erzeugt wäre. Die Walzrichtung der Folie lag in der allgemeinen Richtung der Oberflächendiagonale des Kristalls und die Würfelfläche bildete im Mittel einen Winkel von 13° mit der Walzrichtung mit einer Abweichung von ± 3° von der mittleren Orientierung. Es wird vermutet, daß dieser Winkel zwischen der Würfelfläche und der Blechoberfläche von dem Durch-

messer der Walzen und der prozentualen Dickenverringerung pro Durchgang abhängt. An gezogenem Wolframdraht wurden ähnliche Ergebnisse erhalten.

Güntherschulze.

**Otto Haenel.** Die interkristalline Brüchigkeit des Bleies. S.-A. ZS. f. Metallkd. 19, 492, 1927. Nach einer kritischen Besprechung der Literatur über das Brüchigwerden von Pb-Kabelmänteln wird aus Beobachtungen an verlegten oder transportierten Kabeln geschlossen, daß das Brüchigwerden bei gewöhnlicher Temperatur durch Erschütterungen (unter Bildung großer Kristallite) hervorgerufen wird, und daß die Schnelligkeit des Brüchigwerdens von der Schwingungszahl/sec abhängig ist. Auch durch Erhitzen auf Temperaturen von über  $100^\circ$  tritt Bildung großer Kristallite und Sprödigkeit auf, die aber langsamer fortschreitet als die durch Erschütterungen hervorgerufene. Diese wirken bei höherer Temperatur kräftiger ein. Gleichzeitige mechanische Beanspruchungen fördern die Brüchigkeit, rufen sie aber nicht allein hervor. Die Brüchigkeit wird vermindert durch Zusatz von Sn oder Sb, und zwar hat 1% Sb etwa dieselbe Wirkung wie 3% Sn.

Berndt.

**Roger S. Strout.** The temperature coefficient of oscillating quartz plates. Phys. Rev. (2) 31, 156, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Temperaturabhängigkeit der Frequenz einer  $1,8 \times 1,8 \times 0,11$  cm großen Quarzplatte, die in einer Richtung senkrecht zu ihren großen Flächen mit der Frequenz  $2.700 \cdot 10^6$  schwang, wurde bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Eine zweite schwingende Platte wurde als konstantes Normal verwandt und die Änderung des Überlagerungstones festgestellt. Es zeigte sich, daß die Frequenzänderung linear von 61,3 Schwingungen pro Grad Celsius bei  $65^\circ$  auf 4,3 Schwingungen pro Grad bei  $-189^\circ$  C abnahm.

Güntherschulze.

**Friedrich Rinne.** Kristallographisches zum Kalkbrennen. S.-A. aus Festschr. Victor Goldschmidt, S. 213—220. Heidelberg, Carl Winter, 1928.

Scheel.

**J. Rud. Nielsen.** Specific resistance and purity of sodium electrolyzed through soda-glass. Phys. Rev. (2) 31, 304, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 979.]

Güntherschulze.

**W. A. Roth, G. Naeser und O. Döpke.** Über das spezifische Gewicht von Carbonado und von Glanzkohle. S.-A. Chem. Ber. 59, 1397—1399, 1926, Nr. 7. Das spezifische Gewicht einer Probe Carbonado ergab sich zu 3,457, also ein wenig kleiner als für weißen Diamant (3,514); seine Dichte und Verbrennungswärme gehen gut zusammen, wenn man ein Gemisch von wenig amorpher Kohle mit viel weißem Diamanten annimmt. Glanzkohle ist auch in ihrem spezifischen Gewicht außerordentlich von der Bildungstemperatur abhängig und schwer homogen zu erhalten. Wir fanden an einer ganz schwarzen Probe 1,878, an einer bei höherer Temperatur niedergeschlagenen, graueren 2,07, wie K. A. Hoffmann und C. Röhling gefunden hatten, an einer schwarzgrauen Probe 2,02. Die pyknometrische und die Schwebemethode zur Bestimmung des spezifischen Gewichts werden verglichen und diskutiert.

Scheel.

**Was. Shoulejkin.** Method of Determination of the Specific Weight of the Ice. Journ. Applied Phys. 4, 75—78, 1927, Nr. 3. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.) In ein zylindrisches Gefäß werden zwei miteinander nicht mischbare Flüssigkeiten gegossen, von denen die eine ein größeres, die andere ein kleineres spezifisches Gewicht als Eis hat, beispielsweise Wasser und Petroleum.

An das Gefäß sind zwei kommunizierende Röhren angesetzt, von denen die eine im Wasser, die andere im Petroleum endet. Wird nun ein Eisklotz beliebiger Form und solcher Größe hineingetan, daß er vom Petroleum vollkommen bedeckt

ist, so berechnet sich sein spezifisches Gewicht  $X$  aus der einfachen Formel  $X = \delta_1 \frac{a}{b}$

wo  $a$  die Erhöhung des Wasserspiegels in der kommunizierenden Wasserröhre,  $b$  die des Petroleumspiegels in der kommunizierenden Petroleumröhre und  $\delta_1$  das spezifische Gewicht des Wassers ist. Das spezifische Gewicht des Petroleum braucht nicht bekannt zu sein. Die Methode ist genau und einfach und auf beliebige Eisformen anwendbar.

Güntherschulze

**Alois F. Kovarik.** On the behavior of small quantities of radon at low temperatures and low pressures. Phys. Rev. (2) 31, 155, 1928, Nr. 1 (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine kleine Menge Radon, 1 bis 20 Millicurie, wurde zuerst bei der Temperatur der flüssigen Luft in einem Gefäß von etwa 0,5 cm<sup>3</sup> Volumen kondensiert. Dieses Gefäß sowie die anderen, in denen die Versuche ausgeführt wurden, waren auf  $5 \cdot 10^{-6}$  mm Hg evakuiert. Das das Radon umgebende Bad wurde auf die gewünschte Temperatur gebracht und dann konstant gehalten. Dann wurde es mit einem anderen Gefäß von viel größerem Volumen verbunden, bis Gleichgewicht eingetreten war. Hierauf wurden die beiden Gefäße getrennt und das gasförmige Radon im zweiten Gefäß mit Kokoskohle bei flüssiger Luft gesammelt und gemessen. Aus der Messung wurde der Druck berechnet. Es ergibt sich so ein definiertes Gleichgewicht zwischen dem gasförmigen und dem kondensierten Radon. Die Kondensation besteht teils aus einer Atomlage, teils aus gefrorenen Radontröpfchen. Auch die Verdampfungstemperaturen wurden bestimmt.

Güntherschulze

**K. Fajans.** Die Eigenschaften salzartiger Verbindungen und Atombau. II. Einfluß der Deformation der Elektronenhüllen. ZS. f. Krist. 66, 321—354, 1928, Nr. 3/4. Die Untersuchung der Änderung der Refraktion von wässrigen Salzlösungen starker Elektrolyte in Abhängigkeit von der Konzentration führt zu denselben Gesetzmäßigkeiten über die gegenseitige Beeinflussung der Elektronenhüllen der beteiligten Ionen, wie sie früher auf ganz anderem Wege aus den Refraktionsänderungen bei der Vereinigung der freien gasförmigen Ionen zu Molekülen und Kristallgittern gefunden wurden, und beweist damit die Richtigkeit der damals zur Ableitung der Refraktionswerte der freien gasförmigen Ionen gemachten Voraussetzungen. Mit steigender Konzentration findet eine lineare Abnahme der Refraktion der Chloride, Bromide, Jodide der Alkalimetalle statt, gemäß dem Umstand, daß der verfestigende Einfluß des Kations auf die Elektronenhülle des Anions die lockende Wirkung des Anions überwiegt, während man beim KF eine Zunahme der Refraktion beobachtet, weil hier die lockende Wirkung des kleinen F-Ions den verfestigenden Einfluß des Kations übertrifft, ähnlich wie bei der Vereinigung derselben freien gasförmigen Ionen zu Molekülen und Kristallgittern, und zwar sind die Abstufungen der Stärke der Effekte in beiden Fällen die gleichen: LiCl > NaCl > RbCl > CsCl; LiCl < LiBr < LiJ; NaCl < NaBr. Für die Oxyde, Sulfide und Telluride der Erdalkalimetalle gelten dieselben Gesetzmäßigkeiten: der Verfestigungseffekt (Abnahme der Refraktion) steigt mit steigender Deformierbarkeit des Anions (Refraction des freien gasförmigen Anions), ferner mit steigender Ladung und fallendem Radius des Kations. Quantitativ werden diese Effekte

durch die Formel  $\Delta R_a = \frac{C}{\rho^4} R_a^2$  befriedigend wiedergegeben, in welcher die

Abnahme der Refraktion des Anions  $\Delta R_a$  als Funktion des Gitterabstandes der Ionen ( $r$ ) und der Refraktion des Anions  $R_a$  dargestellt wird. Die Formel gilt für die im Kochsalzgitter kristallisierenden Alkalihalogenide, bei den Cs-Salzen hat man wegen der höheren Koordination (acht) mit stärkeren Effekten zu rechnen. Die Abhängigkeit der  $\Delta R_a$  von der vierten Potenz des Abstandes erinnert an die Induktionsenergie eines Ions auf ein Nachbarion und stützt die Auffassung der Refraktionsänderung als eine Begleiterscheinung der gegenseitigen Deformation der Ionen. Mit Hilfe dieser Beziehung wird festgestellt, daß die in Lösungen beobachteten Refraktionsänderungen durch die unmittelbare Wirkung der Ionen aufeinander ohne Zwischenschaltung von Wassermolekülen zustande kommen. Für  $\text{NaClO}_4$  und  $\text{LiClO}_4$  ergibt die Messung, wie beim KF, einen positiven Gang der Refraktion. Dies erklärt Verf. so, daß durch die Berührung der Li- und  $\text{ClO}_4^-$ -Ionen beim Einengen der Lösung die durch das Li-Ion stark deformierten Wassermoleküle weggeschoben werden, wodurch die Refraktion steigt, da die Deformierbarkeit der Wassermoleküle größer ist als die der  $\text{ClO}_4^-$ -Ionen. Für den Vergleich muß letztere auf die gleiche Anzahl von Außenelektronen bezogen werden ( $R_{\text{H}_2\text{O}} = 3,67$ ,  $R_{\text{ClO}_4} = 13,32/4 = 3,34$ ). Durch ähnliche Betrachtungen läßt sich das refraktometrische Verhalten der Schwefelsäure beim Konzentrieren deuten. Es wird dann vom Standpunkt der Deformationstheorie eine Darstellung des Problems der verschiedenen Bindungsarten gegeben. Zwischen polaren und unpolaren Bindungen läßt sich keine scharfe Grenze ziehen. Es existieren mannigfache Übergänge, die durch die verschieden starken Deformationseigenschaften der Ionen bedingt sind. Ein diskontinuierlicher Übergang des Bindungscharakters längs dieser Deformationsskale ist, wenn überhaupt feststellbar, sehr stark von der Eigenschaft abhängig, die zu dessen Beurteilung als Kriterium gewählt wurde [z. B. Gittertyp (Grimm und Sommerfeld), Leitfähigkeit (Hevesy), Lichtabsorption (Franck und Kuhn)]. Die gegenseitige Beeinflussung der Ionen kommt auch in der Lichtabsorption zum Vorschein. Eine Zusammenstellung der Halogenide des Cu und Ni zeigt, daß ihre Farbe mit der Deformierbarkeit des Anions sich vertieft. Cu- und Ni-Ionen sind im Gaszustand farblos. Das Anion wird bezüglich seiner Lichtabsorption durch das Feld des Kations dahin beeinflußt, daß der Energieunterschied zwischen zwei Quantenzuständen vermindert wird. Das Absorptionsspektrum wird dadurch nach längeren Wellenlängen verschoben (kleineres  $h\nu$ ). Es werden Gründe dafür angeführt, daß die Kationen ohne Edelgascharakter die stärksten Deformationswirkungen ausüben. Während die Gitterabstände der Alkalihalogenide ein nahezu additives Verhalten zeigen (ihre Ionen sind angenähert als starre Kugeln aufzufassen), weisen die Gitterabstände der Silberhalogenide starke Abweichungen von der Additivität auf, die eine Folge der Deformation des Anions durch das nicht edelgasähnliche Kation sind. Die Gitterenergie der Silberhalogenide ist größer als die der Alkalihalogenide, entsprechend der bei der Vereinigung der Ionen frei gewordenen Deformationsenergie, und zwar um so mehr, je deformierbarer das Anion ist. Auch bei der lichtelektrischen Leitfähigkeit von Salzen läßt sich eine Parallelität nachweisen zwischen der Stärke dieses Effektes und den Deformationseigenschaften der Ionen. Ähnlich findet eine Abnahme der Löslichkeit der Silbersalze mit steigender Deformation der Anionen statt. Verf. weist auf den Zusammenhang hin zwischen der „Auflockerung“ der Kristallgitter [Leitfähigkeitssprung beim Schmelzpunkt (Hevesy)] und den Polarisationseigenschaften der sie aufbauenden Ionen. Im Zusammenhang mit den Deformationserscheinungen wird die Möglichkeit besprochen, den Paramagnetismus als ein Kriterium für eine sprunghafte Änderung des Quantenzustandes heranzuziehen.

G. Karagunis.

**Mil. Z. Yovitchiteh.** La relation entre l'énergie électrique et le déficit. Bull. de Belg. (5) 13, 371—376, 1927, Nr. 6. Güntherschulze.

**E. Goldstein.** Über Ammoniaksynthese und über Argon als Katalysator. ZS. f. Phys. 47, 274—279, 1928, Nr. 3/4. Gezeigt wird, daß die Synthese des Ammoniaks durch die elektrische Entladung bei der Temperatur der flüssigen Luft herbeigeführt wird, und zwar auch, wenn Stickstoff mit Wasserstoff nicht im Verhältnis von 1:3, sondern z. B. von 1:2 oder 1:1 gemengt sind. Der überschüssige Stickstoff wird dann allmählich von den Elektroden absorbiert. Das in tiefer Temperatur feste Ammoniak verdampft bei wieder ansteigender Temperatur, und die Induktionssentladung bildet in der Entladungsrohre einen Strang gelbgrünen Lichtes, dessen Spektrum das Schustersche Ammoniakspektrum ist. — Die bei der induzierten Entladung sehr lange Verbindungszeit der beiden Komponenten (zwei Stunden) wird auf wenige Minuten verkürzt, wenn man an Stelle des einfachen Induktionssstromes Flaschenentladungen verwendet. — Geht die elektrische Entladung in verdünntem Stickstoff über, dem eine kleine Menge Argon beigefügt wird, so schmilzt die Aluminiumkathode zu einer Kugel von reiner Oberfläche, an welcher der Stickstoff sehr rasch absorbiert wird, während reines Argon zurückbleibt. Wenn durch einen Hahn neuer Stickstoff in kleinen Portionen eingeführt wird, so übt die zurückgebliebene kleine Argonmenge eine katalytische Wirkung aus, die anscheinend nur dadurch begrenzt wird, daß nach häufiger (bis 100maliger) Wiederholung des Versuchs die Hahnfettung undicht wird.

Goldstein.

**R. W. James and Elsie M. Firth.** An X-Ray Study of the Heat Motions of the Atoms in a Rock-Salt Crystal. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 62—87, 1927, Nr. 776. [S. 1018.] Karagunis.

**Jakob Kunz.** A diagram of the properties of crystals. Phys. Rev. (2) 31, 306, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) In seinen Vorlesungen über Atomdynamik in Massachusetts hat Born ein Diagramm der kristallinen Eigenschaften nach Heckmann gegeben unter Weglassung der magnetischen Eigenschaften. Verf. hat ein neues Diagramm aufgestellt, das sowohl die magnetischen Eigenschaften als auch ihre Beziehungen zur Temperatur und zu den mechanischen und elektrischen Kräften umfaßt.

Güntherschulze.

**W. Kondoguri.** Einfluß des elektrischen und magnetischen Feldes auf die Kristallisation unterkühlter Flüssigkeiten. ZS. f. Phys. 47, 589—601, 1928, Nr. 7/8. Die in einigen Fällen bereits bekannte beschleunigende Einwirkung von Radiumstrahlen auf den Kristallisationsprozeß läßt vermuten, daß die sich bildenden Ionen Kristallisationszentren sind. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes müßte man das Vorzeichen der wirksamen Ionen feststellen können. Es ist aber schon früher vom Verf. [ZS. d. russ. Phys.-chem. Ges. (B) 58, 279, 1926] beobachtet worden, daß das elektrische Feld allein einen Effekt, und zwar einen viel größeren als Radium hervorruft, und es soll in dieser Arbeit geprüft werden, ob dieser Effekt der Ausbildung der Ionen im elektrischen Felde oder wenigstens teilweise der orientierenden Wirkung des Feldes zuzuschreiben ist. Dazu werden unter dem Mikroskop eingehend die Wirkungen des elektrischen Feldes sowie die von Radium auf unterkühlte Salol- und Piperintropfen beobachtet und die Resultate in Tabellen und Kurven niedergelegt. Es zeigt sich, daß in gleichen Zeiträumen die Zahl der Kristallisationszentren ungefähr proportional der elektrischen Feldstärke zunimmt, wobei die Geschwindigkeit des

Zuwachs des mit der Zeit allmählich abnimmt und die Zahl der Zentren sich einem der Spannung proportionalen Grenzwert nähert; offenbar ist dann die unterkühlte Flüssigkeit mit Kristallisationszentren gesättigt. Steigert man jetzt die Spannung, so wächst die Zahl der Zentren von neuem an, um sich der entsprechenden höheren Grenze zu nähern. Orientierende Versuche über die beschleunigende Wirkung eines Magnetfeldes werden erwähnt und sollen fortgeführt werden. Bei der Einwirkung von Radium auf Salol treten mitunter Abweichungen vom normalen Verlauf auf, für die eine Erklärung noch aussteht. *H. Stuart.*

**Masaichi Majima and Sakuichi Togino.** The Radiograph of a Crystal having the Face-centered Cubic Lattice. *Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* 7, 75—78, 1927, Nr. 3. Um die Achsenorientierung von Kristallen des kubischen Systems mit flächenzentriertem Gitter schnell mit Hilfe einer einzigen Röntgenaufnahme bestimmen zu können, wurde eine Reihe von Laue-diagrammen (55) eines bekannten flächenzentrierten kubischen Gitters (Al) unter verschiedenen Einfallenrichtungen der Röntgenstrahlen aufgenommen. Die Achsenorientierung eines kubischen Kristalls wird nunmehr gefunden durch Vergleichen und Herausfinden des ähnlichsten Diagramms der genannten Reihe bzw. durch Interpolieren zwischen vier benachbarten Diagrammen. *G. Karagunis.*

**E. Dittler.** Bemerkungen über die Diffusion in Schichtkristallen. *ZS. f. anorg. Chem.* 168, 309—312, 1928, Nr. 3. Die Beobachtung der Grenzen von Schichtkristallen verschieden gefärbter Bestandteile (Alaune, Vitriole, Sulfate und Chromate usw.), welche vor 50 Jahren hergestellt waren (Hauer, *Ber. d. Wiener Akad.* 2, 221, 1866), zeigt, daß in dieser Zeit keine merkliche Diffusion der isomorphen Bestandteile ineinander stattgefunden hat. *G. Karagunis.*

**H. G. Grimm und G. Wagner.** Neuartige Mischkristalle. II. Mischkristallbildung von  $\text{BaSO}_4$  und  $\text{KMnO}_4$ . *ZS. f. phys. Chem.* 132, 131—148, 1928, Nr. 1/2. Die durch Fällen von  $\text{BaSO}_4$  in Gegenwart von  $\text{KMnO}_4$  erhaltenen Mischkristalle zeichnen sich durch eine Reihe besonderer Eigenschaften aus. Das eingebaute  $\text{KMnO}_4$  ist gegen verschiedene Agenzien, wie  $\text{HNO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_3$ ,  $\text{HCl}$  auffallend beständig. Die Beständigkeit dieser Kristalle nimmt jedoch mit wachsendem  $\text{KMnO}_4$ -Gehalt rasch ab. Ihre Farbe ist ungefähr gleich einer  $\text{KMnO}_4$ -Lösung gleichen Gehalts in gleicher Schichtdicke. Die Menge des eingebauten  $\text{KMnO}_4$  wurde in Abhängigkeit von der Konzentration der  $\text{KMnO}_4$ -Lösung studiert. Die Analyse der gefärbten Kristalle geschah durch Zersetzen derselben mit konzentrierter  $\text{H}_2\text{SO}_4$  und Bestimmen des Mangans kolorimetrisch durch Überführen in  $\text{MnO}_4^-$  mit  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_8$  und  $\text{AgNO}_3$ . In der ersten Versuchsreihe, bei welcher die Kristalle mit Wasser ausgewaschen wurden, konnte keine einfache Beziehung zwischen eingebauter Menge von  $\text{KMnO}_4$  und Außenkonzentration festgestellt werden. In einer zweiten Versuchsreihe wurden die Kristalle mit Aceton ausgewaschen und zur Analyse gebracht. Hier wurde bis zu einem Gehalt von 40 Mol-%  $\text{KMnO}_4$  in den Kristallen die angenäherte Gültigkeit des Verteilungssatzes festgestellt. Es gilt somit  $C_{\text{Kr.}} \approx C_{\text{L.}}$  Dieser Befund, im Verein mit einer Röntgenaufnahme von Wagner, spricht für eine echte Mischkristallbildung zwischen  $\text{BaSO}_4$  und  $\text{KMnO}_4$  (vgl. den Einwand von Balarew, *ZS. f. anorg. Chem.* 169, 257, 1928; übernächstes Ref.). Kristalle mit höherem  $\text{KMnO}_4$ -Gehalt sind sehr unbeständig. Durch qualitative Versuche wurde festgestellt, daß auch die Systeme  $\text{SrSO}_4 + \text{KMnO}_4$ ,  $\text{BaSeO}_4 + \text{KMnO}_4$ ,  $\text{BaCrO}_4 + \text{KMnO}_4$ ,  $\text{SrSeO}_4 + \text{KMnO}_4$ ,  $\text{BaSO}_4 + \text{KBF}_4$  sowie  $\text{KBF}_4 + \text{KMnO}_4$  Mischkristalle bilden. *G. Karagunis.*

**D. Balarew.** Über neuartige Mischkristalle. VII. Das System Eisenchlorid—Ammoniumchlorid. ZS. f. anorg. Chem. **168**, 292—296, 1922 Nr. 3/4. Kristallisierungsversuche unter verschiedenen Bedingungen zeigen, daß im auskristallisierenden Ammoniumchlorid in derselben Weise Eisenchlorid eingeschlossen wird, wie Sulfate beim Fällen von Bariumsulfat. Die frisch hergestellten Kristalle von Eisenchlorid—Ammoniumchlorid zeigen Doppelbrechung die beim Erwärmen verschwindet, ähnlich den  $\text{Ba SO}_4$ -Kristallen, die verschiedenem Sulfate eingeschlossen enthalten.

G. Karaguni

**D. Balarew.** Über neuartige Mischkristalle. VIII. ZS. f. anorg. Chem. **169**, 257—263, 1928, Nr. 1/3. Die Menge eines an einem schwerlöslichen Salz adsorbierten Salzes ist von seinem Bautypus unabhängig. Auf Grund von früher mitgeteilten Ergebnissen (ZS. f. anorg. Chem. **167**, 237—240; **168**, 292—296 1928; vgl. vorst. Ref.) wird ein Bild entworfen über die Art des Wachsens einer  $\text{Ba SO}_4$ -Kristalls in Gegenwart von fremden Salzen.

G. Karaguni

**W. Guertler und L. Anastasiadis.** Zur Frage eines allotropen Umwandlungspunktes des Aluminiums. ZS. f. phys. Chem. **132**, 149—156, 1928 Nr. 1/2. Zur Entscheidung der Frage, ob Aluminium bei etwa  $560^\circ$  einen Umwandlungspunkt besitzt, wie aus mehreren Literaturangaben hervorgeht, wurden Al-Sorten verschiedenen Reinheitsgrades dilatometrisch, thermisch und elektrisch untersucht. Die Änderung des Volumens mit der Temperatur verlief regelmäßigt. Ähnlich konnten bei den reinen Al-Sorten mit dem Salidinapparat (s. Origina keine thermischen Effekte festgestellt werden, welche auf einen allotropen Umwandlungspunkt hindeuten würden. Thermische Effekte wurden nur bei Al-miniumsorten beobachtet, deren Siliciumgehalt größer als 0,6 % war. Auch die elektrische Widerstand steigt beim reinen Aluminium regelmäßig mit der Temperatur, während die Si-haltigen Drähte Knicke in ihren Kurven aufweisen. Alle Effekte, welche von verschiedenen Autoren [Tiedemann, ZS. f. Metallkde 1926, S. 18; Meissner, ZS. d. Ver. d. Ing. **70** (I), 393, 1926] durch die Annahme einer zweiten Aluminiummodifikation gedeutet wurden, müssen demnach S Verunreinigungen zugeschrieben werden.

G. Karaguni

**Tom. Barth.** Die Gitterkonstante des Thalliumjodürs. ZS. f. phys. Chem. **131**, 105—106, 1927, Nr. 1/2. (Berichtigung.) Eine Neubestimmung der Gitterkonstante des reinen kubischen TlJ führt zu dem Werte von  $4,198 \pm 0,002 \text{ \AA}$ . Die von Barth und Lunde gemachte Angabe (ZS. f. phys. Chem. **122**, 293—334, 1926), daß Mischkristalle von TlBr und TlJ teilweise eine größere Gitterkonstante besitzen als reines TlJ, wobei die Konstante der letzteren zu 4,176 angegeben wurde, wird somit nicht bestätigt. Die Gitterkonstanten der Mischkristalle TlBr—TlJ zeigen nunmehr die gleiche Abhängigkeit von den Molprozenten der Komponenten, wie die allgemeine Gittertheorie von Grimm und Herzfeld (ZS. f. Phys. **16**, 79, 1923) auf Grund der Formel  $r^n = a^n x + b^n (1 - x)$  vorausgesagt hat. Darin bedeuten  $a$  und  $b$  die Gitterkonstanten der Komponenten,  $r$  die des Mischkristalls,  $x$  die Molprozente der einen Komponente und  $n + 1$  den Abstoßungsexponenten. Im vorliegenden Falle findet man für  $n = 8$  die beste Übereinstimmung zwischen theoretischer und experimentellen Daten. Von der Gittertheorie wird für Alkalihalogenide der Exponent 8 gefordert (Born, Fortschr. d. math. Wiss. **4**, 735, 2. Aufl.).

G. Karaguni

**H. Seifert.** Die Symmetrie von Kristallen des Pentaerythrins. Ber. Ber. 1927, S. 289—293, Nr. 34. Die kristallographische Untersuchung von bi-

pyramidalen Pentaerythritkristallen liefert keinen Anhaltspunkt für das Vorhandensein einer polaren Achse. Ätzversuche im Verein mit dem Ergebnis des Lauendiagramms nach (001) (Huggens und Hendricks, Journ. Amer. Chem. Soc. **48**, 164, 1926; Nitta, Bull. Chem. Soc. Japan **1**, 62, 1926) zeigen, daß für den Pentaerythrit nur die Kristallklasse  $S_4$  in Betracht kommt. Im Gegensatz zu den Befunden von Schleede und Schneider (Naturwissenschaft. **15**, 970, 1927) wurden nur Zwillingskristalle beobachtet. Die von Giebe und Scheibe (ZS. f. Phys. **33**, 760, 1925) nachgewiesene Piezoelektrizität steht mit der Kristallklasse  $S_4$  im Einklang. Die beobachteten pyroelektrischen Effekte sind nur scheinbar und stehen mit den optischen Anomalien des Pentaerythrins im Zusammenhang. Das Pentaerythritmolekül erscheint demnach als ein tetraederähnliches Bisphenoid.

G. Karagunis.

**H. Ott.** Die Kristallstruktur des Graphits. Ann. d. Phys. (4) **85**, 81—109, 1928, Nr. 1. Es wurde eine Nachprüfung des Graphitgitters vorgenommen an besonders gutem Material, das in Kalkspat eingebettet war. Besonderer Wert wurde darauf gelegt, daß die Atome ohne Zuhilfenahme der Strukturtheorie lokalisiert werden konnten, was nach einer Methode geschah, deren prinzipielle Seite in der ZS. f. Krist. **66**, 136—153, 1927 veröffentlicht ist. Es ergab sich die Bestätigung des Hull-Mark-Bernalschen Gitters. Der darin vorkommende Parameter konnte auf weniger als  $1/250$  eingeschränkt werden, d. h. er ist praktisch gleich Null. Infolgedessen sind die Graphitebenen (0001) nicht gewellt, sondern eben. Soweit sich aus geometrischen und dynamischen Indizien schließen läßt, muß man im Graphit das Gitter des dreiwertigen Kohlenstoffs sehen. Es wird auch darauf hingewiesen, daß unter der Annahme eines dreiwertigen Kohlenstoffs (aromatische Bindung?) beim Benzolring weder ein zeitlicher Wechsel der Doppelbindung, noch die sogenannte „zentrische“ Formel nötig ist, welche die kuriose Absättigung der Valenzen nach dem leeren Mittelpunkt des Benzolringes verlangt.

H. Ott.

**Robert Franklin Mehl.** The crystal structure of the system cadmium-mercury. Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 381—390, 1928, Nr. 2. Die röntgenographische Untersuchung von Cd-Hg-Legierungen verschiedener Zusammensetzung ergab keinen Anhaltspunkt für die Existenz einer definierten Verbindung zwischen Cd und Hg. Die Bestimmung der Dimensionen der Elementarzellen geschah nach der Pulvermethode durch Vergleich der Linien der Legierungen verschiedener Zusammensetzung mit denen des Kochsalzes. Für die  $\alpha$ -feste Lösung (vgl. das Schmelzpunktendiagramm von Bijl, ZS. f. phys. Chem. **41**, 641, 1903) wurde ein flächenzentriertes tetragonales Gitter mit den Dimensionen  $a = 5,570 \text{ \AA}$ ,  $b = 2,896 \text{ \AA}$  und dem Achsenverhältnis 0,520 oder ein körperzentriertes tetragonales Gitter mit dem Achsenverhältnis 0,740 gefunden. Im untersuchten Konzentrationsgebiet zwischen 23 und 50 % Cd findet nicht nur keine Änderung des Gittertypus statt, sondern auch die Gitterdimensionen bleiben unverändert. Daß es sich hier um eine einfache Substitution der Hg-Atome im Hg-Gitter durch Cd-Atome handelt, wird durch die gute Übereinstimmung zwischen den aus den Gitterdaten berechneten Dichten mit denen aus den Dichtezusammensetzungskurven von Maey (ZS. f. phys. Chem. **50**, 200, 1905) gestützt. Unter der Annahme, daß das Hg bei seinem Schmelzpunkt in einem flächenzentrierten tetragonalen Gitter mit dem Achsenverhältnis 0,520 kristallisiert, wird seine Dichte und sein Atomvolumen berechnet. Letzteres ist sehr nahe gleich dem des reinen Cd. Das heterogene Gebiet  $\alpha + \omega$  (von 60 bis etwa 70 % Cd) zeigt das Gitter der  $\alpha$ -festen Lösung. Für die feste Lösung  $\alpha$

wurde ein trigonales Gitter dichtester Packung mit dem Achsenverhältnis 1,88 gefunden. Auch hier stimmen die Dichten mit den von Maey angegebenen überein, was auf eine einfache Substitution in der festen Lösung hindeutet. Es wird dann gezeigt, daß die Atomanordnung in dem raumzentrierten tetragonalen Gitter der festen Lösung sehr ähnlich der Atomanordnung des hexagonalen Gitters des reinen Cd ist. Diese Ähnlichkeit der Gittertypen sowie die ungefähre Gleichheit der Atomvolumina des Cd und Hg macht die Bildung von festen Lösungen in diesem großen Konzentrationsgebiet verständlich.

G. Karagunis

**J. M. Cork.** Crystal structure of certain of the alums. Phys. Rev. (2) 31, 160, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die vielen isomorphen Glieder der Alaungruppe, die sich voneinander durch ein einziges Atom unterscheiden, bilden eine interessante Reihe für Röntgenuntersuchungen. Es wurden deshalb Rotationsphotographien angewandt, um die Raumgruppe zu bestimmen. Intensitätsmessungen mit Hilfe eines Braggschen Ionisationspektrometers für alle erreichbaren Ordnungen sämtlicher Hauptlagen der Ebenen gestatteten die Bestimmung der Gitterkonstanten und der möglichen Anordnungen für die verschiedenen Atome der Komplexstruktur. Die Elektronenverteilung längs einer Linie senkrecht zu den Hauptebenen wird mit Hilfe der Fourieranalyse festgelegt und durch Berechnung des Strukturfaktors bestätigt. Folgende Gitterkonstanten wurden beobachtet:

$\text{NH}_4\text{Al}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$	12,18 Å	$\text{K} \cdot \text{Al}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$	12,14 Å
$\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$	12,14 Å	$\text{RbAl}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$	12,20 Å
$\text{CsAl}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$	12,31 Å	$\text{TlAl}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$	12,21 Å

Güntherschulze

**Alfred Schoep.** Kristallen van Cornetiet en hunne brekingsindexen. Natuurwetensch. Tijdschr. 9, 125—128, 1927, Nr. 6. Cometitkristalle aus dem Kongo haben einen von den bisher beschriebenen etwas abweichenden Habitus. Einige zeigen Flächen der Form  $a = \{100\}$ , die neu ist. Bei anderen sind die Flächen  $m = \{110\}$  und  $v = \{221\}$  sehr entwickelt. Die gemessenen Winkeleinstellungen stimmen gut mit den von anderen Kristallographen gefundenen überein. Die Ermittlung des Brechungsindex hat ergeben:  $a = 1,765 \pm 0,003$ ;  $1,79 < \beta < 1,800$ ;  $1,83 < \gamma < 1,84$ .

Güntherschulze

**Thomas A. Wilson.** The lattice constants and the space groups of  $\text{BaCO}_3$  and  $\text{SrCO}_3$ . Phys. Rev. (2) 31, 305, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden Präzisionsröntgenaufnahmen von Mercks  $\text{BaCO}_3$  und  $\text{SrCO}_3$  nach der Pulvermethode mit  $\text{MoK}\alpha$ -Strahlung und  $\text{NaCl}$  als Eichsubstanz gemacht. In beiden Substanzen ist das Grundgitter das einfache orthorhombische  $\Gamma_0$  und der Einheitsbaustein enthält vier chemische Moleküle. Bei  $\text{BaCO}_3$  hat er die Abmessungen  $a_0 = 5,252 \pm 0,01$  Å;  $b_0 = 8,828 \pm 0,002$  Å;  $c_0 = 6,544 \pm 0,001$  Å. Die berechnete Dichte ist  $4,291 \pm 0,004$ . Die Achsenverhältnisse ( $0,5949 : 1 : 0,7413$ ) und die Dichte (4,28 bis 4,37), die von Groth angegeben werden, befinden sich mit den Messungen in Übereinstimmung. Der Baustein von  $\text{SrCO}_3$  hat die Abmessungen:  $a_0 = 5,118 \pm 0,003$  Å;  $b_0 = 8,404 \pm 0,005$  Å;  $c_0 = 6,082 \pm 0,004$  Å. Die berechnete Dichte ist  $3,722 \pm 0,006$ . Die Abmessungen stimmen mit den von Groth gegebenen Achsenverhältnissen ( $0,6090 : 1 : 0,7237$ ) überein, aber die von Groth angegebene Dichte (3,680 bis 3,716) ist etwas niedriger. Die Raumgruppe von  $\text{BaCO}_3$  ist  $2\text{D}i - 16$  ( $X = a$ ), was auch Wyckoff für Aragonit fand. Die des  $\text{SrCO}_3$  ist wahrscheinlich  $2\text{D}i - 16$  ( $X = a$ ), aber infolge Verschleierung der Aufnahmen konnte es nicht mit der gleichen Sicherheit festgestellt werden wie bei  $\text{BaCO}_3$ .

Güntherschulze

**C. Davisson and L. H. Germer.** Diffraction of electrons by a single layer of atoms. Phys. Rev. (2) 31, 155, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein homogener Elektronenstrahl wird durch einen Nickelkristall gestreut, als wenn er eine monochromatische Strahlung der Wellenlänge  $h/mv$  wäre. Die Erscheinung unterscheidet sich von der Röntgenstrahlstreuung erstens dadurch, daß das einzelne Atom die äquivalente Elektronenstrahlung wirksamer streut als die Röntgenstrahlung, und zweitens dadurch, daß die erstere Strahlung im Metall viel schneller ausgelöscht wird als die letztere. Die Intensität einer Elektronenstrahlung kann durch eine einzige Lage Atome, die sie senkrecht passiert, auf 30 bis 40 % ihres Ausgangswertes geschwächt werden. Eine Folge davon ist, daß eine merklich größere Elektronenstreustrahlung von der ersten Atomlage ausgeht als von der zweiten usw. Diese Unterschiede werden für die Strahlung, die den Kristall streifend verläßt, wesentlich vergrößert, weil in diesem Falle der Weg für die aus der zweiten Lage kommenden Elektronen wesentlich verlängert wird. Das Ergebnis ist, daß bei streifendem Einfall die Streuung durch die erste Schicht stark überwiegt und eine Brechung entsteht, als wenn die Wellen durch eine einzige Atomlage gestreut wären. Atomreihen wirken als Gitterlinien, und es wird eine normale Gitterbeugung beobachtet. *Güntherschulze.*

**C. Davisson and L. H. Germer.** Diffraction of electrons by a single layer of gas atoms adsorbed upon a nickel crystal. Phys. Rev. (2) 31, 307, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die ersten Gasatome, die auf der sauberen {111}-Oberfläche eines Nickelkristalls haften, verursachen bei Elektronenbombardement Elektronenbeugungsstrahlen, die zeigen, daß sich diese ersten Atome in einer Struktur anordnen, die der der {111}-Lage der Nickelatome ähnlich ist, aber mit dem doppelten Skalenfaktor der letzteren. Diese Elektronenstrahlen bilden breite Maxima infolge von Interferenz mit den Beugungsstrahlen, die aus zwei verschiedenen Klassen von Nickeloberflächenatomen entstehen. In der Ausrechnung der Abstände der Gasatome von der Ebene der Nickeloberflächenatome besteht einige Willkür. Die Gasatome können über den Atomen der zweiten oder der dritten Schicht liegen. Wenn angenommen wird, daß sie über den Atomen der dritten Schicht liegen und ungefähr 3 Å von der Ebene der ersten Schicht entfernt sind, dann sind die berechneten Lagen der Beugungsmaxima (sechs im ganzen) in annehmbarer Übereinstimmung mit den sechs Maximis, die beobachtet werden. Dieser Abstand von 3 Å ist mehr als der doppelte scheinbare Abstand der Oberflächenlagen der Nickelatome (1,4 Å). *Güntherschulze.*

**J. Beckenkamp.** Der Kristall als homogenes Polyeder. S.-A. N. Jahrb. f. Min., Beilage-Bd. (A) 54, 1—71, 1926. *Scheel.*

**J. de Smedt and W. H. Keesom.** The crystal structure of argon. Researches on the structure of nitrogen and oxygen at the temperature of liquid hydrogen. Comm. Leiden Nr. 178b, S. 19—21, 1925. Schon berichtet nach Physica 5, 344—346, 1925, Nr. 11/12; diese Ber. 7, 1052, 1926. *Scheel.*

**J. Beckenkamp.** Die Atomabstände in den Kristallen der Kieselsäure. Sonderschrift, 10 S., Jahreszahl nicht ersichtlich.

**J. Leonhardt.** Das Raumgitter des Carnallits. S.-A. Centralbl. f. Min. (A) 1927, S. 381—382, Nr. 11.

**A. E. van Arkel.** Iets over den bouw van kristallen. S.-A. Polytechn. Weekbl. 1926, Nr. 18—20, 22—25, 19 S.

**B. N. Sreenivasaiah.** Crystal Structure of Paranitrotoluene. Indian Journ. of Phys. 2, 151—166, 1928, Nr. 2. *Scheel.*

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 249. Elektrot. ZS. 49, 100, 1928, Nr. 3. Nr. 250. Ebenda S. 140. Nr. 4. Güntherschulze.

**T. R. Wilkins and F. B. Friend.** The use of the grid-glow tube as an electrostatic voltmeter. Phys. Rev. (2) 31, 301—302, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Neonglimmlichtröhre mit Gitter wurde zur Messung der zwischen Gitter und Anode angelegten Spannungen benutzt. Anode und Kathode waren durch eine variable Kapazität verbunden. Durch Änderung der Anodenspannung, des Gitterwiderstandes (Größenordnung 10 Megohm) und der Kapazität kann die Entladungsfrequenz in weiten Grenzen geändert werden. Durch richtige Einstellung läßt sich eine große Empfindlichkeit in einem Gitterspannungsbereich von 0 bis 1 Volt erreichen, so daß die Röhre zu einem wertvollen Instrument zur Messung kleiner Spannungen bei geringen Elektrizitätsmengen wird. Unter Umständen ist die Entladungsfrequenz der Kapazität zwischen Anode und Kathode direkt proportional. Daraus ergibt sich eine Methode der Vergleichung von Kapazitäten. Güntherschulze.

**Werner Kolhörster.** Registrierapparate für Fadenelektrometer. ZS. f. Phys. 47, 449—453, 1928, Nr. 5/6. Es werden zwei Arten transportabler Registrierapparate beschrieben, die so leicht gebaut sind, daß sie ohne weiteres auf die Tuben der Ablesemikroskope von Fadenelektrometern gesteckt werden können. Die Registrierung erfolgt entweder auf Filmstreifen von der Größe  $6 \times 20$  cm oder auf Platten des handelsüblichen Stereoformats  $4,5 \times 10,7$  cm. Die Instrumente sind in erster Linie zur Verwendung außerhalb des Laboratoriums und auf Reisen gebaut. Werner Kolhörster.

A new process for producing electrical contacts. Journ. scient. instr. 5, 16, 1928, Nr. 1. Wird eine Metallfolie, besonders aus einer Gold-Silberlegierung, auf Hartgummi oder eine andere, mindestens 7,5 % Schwefel enthaltende Isoliermasse aufgepreßt und erhitzt, so bildet sich ein festhaftender Sulfidfilm, der nach Entfernung der Metallfolie durch Ammoniak reduziert werden kann. Auf dem übrigbleibenden metallischen Häufchen kann dann elektrolytisch irgend ein Metall niedergeschlagen werden. Der Sulfidfilm kann auch durch Aufbringen einer Silberoxyd enthaltenden Paste und nachfolgendes Erhitzen gebildet werden. Sewig.

**R. H. George.** An improved form of cathode ray oscilloscope. Phys. Rev. (2) 31, 303, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der beschriebene Oszilloskop soll möglichst anpassungsfähig sein. Er ist fast vollständig aus Metall hergestellt und zum Einsetzen photographischer Platten und Filme in das Vakuum eingerichtet. Durch Verwendung auswechselbarer Kathodenteile kann die beschleunigende Spannung von wenigen hundert auf viele tausend Volt geändert werden. Die Ablenkungsplatten sind einstellbar. Drei Paare von ihnen können zugleich verwandt werden. Auch magnetische Ablenkungsspulen können verwandt werden. Das Verfahren der Vakuumprüfung, des Antriebs der rotierenden Phototrommel von außen usw. werden mitgeteilt. Ferner wird die Frage der erforderlichen Plattenempfindlichkeit ausführlich diskutiert. Güntherschulze.

**K. S. Van Dyke.** The use of the cathode-ray oscilloscope in the study of resonance phenomena in piezoelectric crystals. Phys. Rev. (2)

**31**, 303, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der piezoelektrische Resonator in Serie mit einem bekannten Widerstand  $A$  bildet eine Seite einer Brücke. Die andere Seite besteht aus einer bekannten Impedanz in Serie mit einem zweiten bekannten Widerstand  $B$ . Die Ablenkungssysteme des Kathodenstrahloszillographen werden so angeschlossen, daß das eine die Spannung an  $A$  und das andere die an  $B$  wiedergibt. Wird eine Wechselspannungsquelle, deren Frequenz frei von einer Rückwirkung des Resonators ist, an die Brücke gelegt, so gibt der Oszillograph durch eine Lissajousfigur die relativen Größen und Phasen der Ströme in den beiden Armen an. Die Impedanz des Resonators in der Nähe der Resonanzfrequenz läßt sich durch Ausmessung der Lissajousfiguren ermitteln. Ferner läßt sich ohne weiteres feststellen, ob der Resonator auf die Grundschwingung oder eine Oberschwingung anspricht. Auf diese Weise sollen die natürliche Eigenfrequenz von Quarzresonatoren und ihr Schaltungsäquivalent ermittelt werden.

Güntherschulze.

**H. Dewhurst.** A rapid bolometer made by sputtering on thin films. Proc. Phys. Soc. **39**, 39—78, 1926, Nr. 1. [S. 995.] C. Müller.

**Güntherschulze.** Fortschritte auf dem Gebiet der elektrischen Gleichrichter. Helios **34**, 117—121, 1928, Nr. 13. Es werden die wesentlichen Veröffentlichungen über Gleichrichter und die neuen Gleichrichtertypen besprochen, die seit dem letzten zusammenfassenden Bericht von Güntherschulze und Germershausen im Jahre 1925 (vgl. Helios **31**, 1, 13, 25, 37, 49, 61, 1925) erschienen sind. Behandelt werden: 1. Mechanische Gleichrichter mit festem oder flüssigem Pendel, 2. Elektrolytgleichrichter, 3. Glimmlichtgleichrichter, 4. Glühkathodengleichrichter mit Hochvakuum oder mit Gasfüllung, 5. Lichtbogen- (Quecksilberdampf-) Gleichrichter, 6. Trockenplattengleichrichter. Auf die Vor- und Nachteile der einzelnen Gleichrichteranordnungen wird besonders hingewiesen. Literaturangaben sind beigefügt. Geyger.

**W. E. Benham.** A Study of the Rectification Efficiency of Thermionic Valves at Moderately High Frequencies. Phil. Mag. (7) **5**, 323—334, 1928, Nr. 28. Bei dem Ventilvoltmeter von Moullin wird eine kleine Wechselspannung einem Glühkathodenrohr zugeführt. Es ergibt sich eine Änderung  $\Delta J$  des mittleren Anodenstromes, die dem Quadrat der Amplitude der Wechselspannung proportional ist, solange diese Amplitude unterhalb eines Wertes von etwa 1 Volt bleibt. Die zugeführte Wechselspannung kann also auf diese Weise sehr genau gemessen werden. Verf. prüft die Frage, ob die Angaben eines solchen Voltmeters von der Frequenz abhängen. Dabei zeigte sich, daß bei Hochfrequenz und Verwendung eines Zwielektrodenrohres (73 bis 17,8 m Wellenlänge) in der Tat eine Frequenzabhängigkeit besteht und daß der Wert der Wechselspannung, bei der die Abweichung vom quadratischen Gesetz beginnt, um so niedriger liegt, je höher die Frequenz ist. Auch innerhalb der Gültigkeit des Quadratgesetzes sinkt der gleichgerichtete Strom, wenn die Frequenz steigt. Die Größe der Änderung hing deutlich von der Glühfadentemperatur ab. Versuche mit einem He-gefüllten Ventil mit drei Elektroden zeigten eine ähnliche Abhängigkeit von der Frequenz, wenn die Anodenspannung unterhalb der kritischen Spannung lag, doch nahm jetzt die Stromstärke mit der Frequenz zu. Oberhalb der kritischen Spannung ist die Änderung sehr viel schneller. Wahrscheinlich infolge der Anwesenheit positiver Ionen. Bei einer bestimmten Frequenz ist der gleichgerichtete Strom Null.

Güntherschulze.

**C. Doericht.** Gleichseitige Prüfung von Drehstrom-Dreileiterzählern in Aronschaltung. Elektrot. ZS. 49, 180—181, 1928, Nr. 5. Mit einem einphasigen Belastungswiderstand wird durch Ausnutzung des normalen Drehstromdiagramms eine gleichseitige Belastung des Drehstromzählers ermöglicht, wodurch den normalen Betrieb bei gleichbelasteten Phasen und bestimmten Leistungsfaktoren nachahmt. Das Verfahren eignet sich besonders zur Prüfung der Zähler am Orte der Installation mit Eichzählern. Güntherschulz

**S. Leroy Brown.** An electrical method of harmonic analysis. Phys. Rev. (2) 31, 302, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Methode besteht darin, die Wirkung jeder Oberschwingung annähernd proportional der dritten Potenz der Ordnungszahl der Oberschwingung zu verstärken. Die zu analysierende Spannung liefert Strom in eine Anordnung, die aus einer festen bekannten Kapazität und einer festen bekannten Induktivität in Serie besteht, wobei die Werte von Kapazität und Induktivität so gewählt sind, daß ihre Resonanzschwingung oberhalb der höchsten zu messenden Oberschwingung der Spannung liegt. Eine zweite Induktivität wird lose mit der festen Induktivität gekoppelt und mit einem Drehkondensator verbunden, so daß auf die einzelnen Schwingungen abgestimmt werden kann. Ein Vakuumröhrenvoltmeter wird an den Abstimmungskondensator angeschlossen und die relative Amplitude der Oberschwingung wird aus den Daten der Schwingungskreise ausgerechnet. Güntherschulz

**Friedländer.** Experimentelle Analyse von Wechselstromkurven. Helios 34, 121—122, 1928, Nr. 13. Unter den Methoden zur experimentellen Analyse von Wechselstromkurven ist eine Übertragung der graphischen Analyse von Fischer-Hinnen (vgl. Elektrot. ZS. 1901, S. 396) ins Experimentelle bisher noch nicht versucht worden. Verf. gibt den hier zu beschreitenden Weg an, welcher sich an die Joubertsche Scheibe anschließt. Die Methode von Fischer-Hinnen beruht bekanntlich darauf, daß die Summe der Ordinaten in den Teilpunkten einer in  $n$  gleiche Teile einer Periode geteilten periodischen Funktion einen einfachen Zusammenhang mit den Koeffizienten der  $n$ -ten Harmonischen und ihrer Oberwellen hat. Die Bildung der Ordinatensummen läßt sich experimentell durch eine synchron rotierende Schaltvorrichtung ähnlicher Joubertschen Scheibe leicht bewerkstelligen. Man braucht der Scheibe nur ebensoviel symmetrisch angeordnete Kontakte zu geben, die untereinander elektrisch verbunden sind, als der Ordnungszahl  $n$  der gesuchten Oberwellengruppe entspricht. Die Scheibe rotiert mit einer Umlaufszahl von 1 Umdrehung/Periode, so daß  $n$ -mal pro Periode ein Stromschluß durch die auf die Scheibe schleifende Bürste bewirkt wird. Über den so gebildeten Synchronschalter schließt man ein gewöhnliches Gleichstromgalvanometer an die zu untersuchende Wechselspannung an; dann ist der Ausschlag des Gleichstrominstruments jeweils der Ordinatensumme proportional. Die Anordnung kann mit verschiedenen umlaufenden Scheiben etwa für  $n = 1, 3, 5, 7, 9, 11$  mit entsprechender Kontaktzahl ausgeführt werden. Außer der Anordnung vieler Scheiben kommt auch die Verwendung einer einzigen mit entsprechender Unterbringung und Zusammenschaltmöglichkeit aller erforderlichen Kontaktstücke in Frage. Diese Scheibe kann unter Umständen auch stillstehend mit umlaufender Bürste ausgeführt werden und würde dann hinsichtlich der Ablesebequemlichkeit die gleichen Vorzüge wie die Mehrscheibenanordnung besitzen, da dann auch im Laufe jeder Zeitspanne die Schaltung geändert werden kann. Für die praktische Brauchbarkeit einer solchen Methode sind allerdings die gleichen Grundsätze und Vorsichtsmaßregeln zu beachten, wie für die Joubertsche Scheibe. Geygen

**O. Feussner.** Bemerkung zu der Arbeit der Herren R. Jaeger und A. Kussmann über Gleichstromverstärkung, ihre Anwendung zu Meßzwecken und ihre Grenzen. Phys. ZS. 29, 149, 1928, Nr. 5. Im Anschluß an die genannte Arbeit (diese Ber. 8, 2272, 1927) weist Verf. darauf hin, daß er in seiner Doktordissertation aus dem Jahre 1920 das grundlegende Prinzip der Gleichstromverstärkung mit Hilfe von Eingitterelektronenröhren niedergelegt hat. Die Veröffentlichung konnte allerdings erst mit Rücksicht auf die damaligen Zeitverhältnisse im Jahre 1923 in der ZS. f. Fernmeldetechn. Nr. 7 und 8 erfolgen.

Geyger.

**R. Jaeger und A. Kussmann.** Erwiderung auf vorstehende Bemerkung. Phys. ZS. 29, 149—150, 1928, Nr. 5. Die Verff. stellen fest, daß sie die in der obigen Zuschrift benannte Arbeit in ihrer Zusammenstellung nicht erwähnt haben, da sie sich mit Wechselstrommessungen an Elektroneneingitterröhren befaßt und keinerlei Hinweise auf das hier behandelte Problem enthält. Bezuglich einer von Feussner angegebenen Rückleitungsschaltung mit zwei Röhren und Ohmschen Widerständen, mit der man die Steilheit der Anodenstromcharakteristik theoretisch beliebig erhöhen kann, weisen die Verff. darauf hin, daß derartige Schaltungen schon früher von verschiedenen Autoren in der Literatur der drahtlosen Telegraphie mitgeteilt worden sind (A. Blondel, C. R. 169, 676, 1919; M. Latour, Radio Rev. 1, 471, 1920; L. B. Turner, Radio Rev. 1, 317, 469, 1920; Scott-Taggart, Radio Rev. 2, 601, 1921) und geben zu, daß die Feussnersche Arbeit in diesem Zusammenhang in die Zitate der Arbeit von R. Jaeger und H. Scheffers (Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 4, 233, 1925) hätte aufgenommen werden müssen.

Geyger.

**O. Feussner.** Schlußwort. Phys. ZS. 29, 150, 1928, Nr. 5. Verf. bemerkt noch, daß in seiner Veröffentlichung in der Zeitschrift für Fernmeldetechnik zwar nur die Wechselstrommessungen aufgeführt sind, daß aber ausdrücklich erwähnt ist, die Einrichtung sei frequenzunabhängig; in der Dissertation selber sind Angaben bezüglich der Gleichstromverwendung ausführlich enthalten. Da die Feussnerschen Untersuchungen schon im Frühjahr 1920 abgeschlossen wurden, so liegen übrigens die von Jaeger und Kussmann zitierten ältesten Arbeiten gleichzeitig mit den Feussnerschen Untersuchungen, nicht früher.

Geyger.

**G. Benischke.** Ein neuer Vorschlag für das Maß der Abweichung einer Wellenform von der Sinuswelle. Elektrot. ZS. 49, 499—500, 1928, Nr. 13. Die Vorschläge des VDE und der IEC zur zahlenmäßigen Kennzeichnung der Abweichung einer Wellenform von der Sinuswelle werden besprochen und mit einem anderen Vorschlag des Verf. (Kennzeichnung durch die bezügliche Abweichung des Scheitelfaktors von dem der Sinuswelle) verglichen.

Geyger.

**O. Hammerer.** Der Vorschlag des Deutschen Komitees der IEC in der Frage des Deformationskoeffizienten und seine Beurteilung. Elektrot. ZS. 49, 501—503, 1928, Nr. 13. In Ergänzung einer früheren Arbeit des Verf. (vgl. Elektrot. ZS. 48, 1321, 1927) über die „Kurvenform der Spannungs-welle elektrischer Maschinen und Definition des Deformationskoeffizienten für Abweichungen von der genauen Sinusform“ wird zunächst über die Behandlung dieses Punktes bei der Tagung der IEC 1927 in Bellagio berichtet und der gegen den deutschen Vorschlag geltend gemachte Einwand besprochen. Im Anschluß hieran wird der Vorschlag von Benischke (Kennzeichnung durch die bezügliche Abweichung des Scheitelfaktors von dem der Sinuswelle) untersucht, seine

Brauchbarkeit mit den bisherigen Lösungen dieser Frage verglichen und schließlich ein kurzer Überblick über einige noch zu lösende Aufgaben des Problems der Kennzeichnung von Kurvenformen gegeben.

Geyger.

**J. Hak.** Die eisenlose Drosselspule vom kleinsten Kupfergewicht. Elektrot. u. Maschinenb. 46, 249—250, 1928, Nr. 11. Bekanntlich wird das Minimum des Widerstandes, also auch des Kupfergewichts einer eisenlosen Drosselspule mit rechteckigem Wicklungsquerschnitt für den Quadratquerschnitt, dessen Seite in einem bestimmten Verhältnis zu dem Durchmesser der Spule steht, erhalten. Für dieses Verhältnis wird die Zahl  $D/a = 3,7$  angegeben, wodurch  $D$  der mittlere Windungsdurchmesser und  $a$  die Seite des Wicklungsquerschnittes ist (Orlich, Kapazität und Induktivität; Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik, 10. Aufl., S. 83. Berlin, Verlag Springer, 1925). Diese Zahl wurde rechnerisch aus der Stefanschen Formel erhalten, wobei zur Vereinfachung der Rechnung einige Glieder nicht berücksichtigt wurden. Verf. zeigt, daß diese genauere Zahl für dieses günstigste Verhältnis erheblich von diesem Wert abweicht; der Unterschied in dem Kupfergewicht oder Widerstand selbst ist dagegen sehr klein, da das Minimum in der Umgebung dieser Werte sehr flach verläuft.

Geyger.

**E. E. Steinert.** The neon-electric stroboscope. Gen. Electr. Rev. 31, 136—139, 1928, Nr. 3. Nach einigen allgemeinen Ausführungen über stroboskopische Meßanordnungen, welche mit einer Neonglimmlampe arbeiten, wird ein von C. A. Nickle ausgebildetes Stroboskop beschrieben, das „neon-electric stroboscope“ genannt wird. Die Meßanordnung, welche hauptsächlich zur Untersuchung von Synchron- und Asynchronmotoren dient, besteht im wesentlichen aus einer auf der Motorwelle befestigten schwarzen Blechscheibe (etwa 20 bis 30 cm Durchmesser), auf die radial verlaufende weiße Linien (etwa 1,5 mm breit) aufgezeichnet sind, und aus einer Neonglimmlampe, welche über einen eingeschlossenen Spezialtransformator an die den Motor speisende Wechselstromquelle angeschlossen ist. Da es zwecks Erzielung möglichst kurzzeitiger Lichtblitze darauf ankommt, die Glimmlampe mit einer Wechselspannung zu speisen, deren Scheitelwerte äußerst scharf ausgeprägt sind (sehr spitze Kurvenform), so besitzt der Eisenkern des erwähnten Transformators einen teilweise stark verringerten Querschnitt, wodurch ein angenähert rechteckförmiger Verlauf der Kurve des magnetischen Flusses und somit eine günstige Kurvenform der die Glimmlampe speisenden Sekundärspannung erreicht wird. Die Kurvenform dieser Sekundärspannung wird ferner noch dadurch verbessert, daß die Sekundärwicklung des Transformators durch einen Kondensator und einen Belastungswiderstand überbrückt wird. Ein am Transformatorkern angebrachter magnetischer Nebenschluß ermöglicht, die Sekundärspannung in bequemer Weise zu regeln und somit die Lichtstärke der Glimmlampe zu regulieren. Glimmlampe, Transformator, Kondensator und Belastungswiderstand befinden sich in einem tragbaren, mit einer Lichtöffnung versehenen Holzkasten, der beim praktischen Gebrauch der Apparatur so aufgestellt wird, daß die auf der Motorwelle sitzende Strichscheibe vom Lichte der Glimmlampe beleuchtet wird. Die beschriebene Einrichtung, welche sich durch einfache Handhabung auszeichnet, soll sich bei zahlreichen Untersuchungen sehr gut bewährt haben. Mehrere anschauliche Abbildungen und Kurvenbilder sind der Arbeit beigefügt.

Geyger.

**L. F. Curtiss.** Some experiments concerning the nature of the sensitive point in the Geiger counter. Phys. Rev. (2) 31, 302, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im Anschluß an eine Angabe Geigers, daß sich

die Wirkung der Spitze seines Spitzenzählers leicht verstehen ließe, wenn angenommen würde, daß sie in ihrem empfindlichen Zustand mit einer Schicht hohen elektrischen Widerstandes bedeckt wäre, wurden Spitzen mit Materialien überzogen, von denen ein solcher hoher Widerstand erwartet werden konnte. Obwohl in allen Fällen eine günstige Wirkung konstatierter werden konnte, waren nur wenige Spitzen hinsichtlich ihrer Konstanz befriedigend. Es gelang jedoch, Stahlspitzen durch Behandlung mit Phosphorsäure und ähnlichen Substanzen sehr empfindlich und zuverlässig zu machen. Die Methode ergab auch keinen Versager, was ihr einen großen Vorzug vor der Flammenmethode verleiht. Diese Ergebnisse bestätigen mehr die Ansicht von Geiger als die von Kutzner.

Güntherschulze.

**L. Mazza.** Un nuovo tubo metallico a catodo incandescente per raggi X. Cim. (N. S.) 4, 359—364, 1927, Nr. 8. Beschreibung einer metallischen Coolidgeröhre. Die Röhre erinnert an die bekannten Ionenröhren von Siegbahn-Hadding und Siegbahn-Leiss, unterscheidet sich aber wesentlich von diesen dadurch, daß die Kathode ein Glühdraht ist, daß sie Kühlseinrichtungen hat und der Strahlungsraum einige Besonderheiten aufweist. Der Abstand zwischen dem Fokalpunkt auf der Antikathode und dem Fenster beträgt nur 22 mm, was für viele wissenschaftliche Versuche sehr wichtig ist. Güntherschulze.

**Alexander Marcus.** A triode amplifier for small direct currents. Phys. Rev. (2) 31, 302—303, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die meisten Methoden, die Elektronenröhren zur Verstärkung schwacher Gleichströme verwenden, beruhen entweder auf der Wheatstoneschen Brücke oder dem Kompressionsprinzip zur Trennung des normalen Anodenstromes von den viel kleineren darübergelagerten Änderungen durch den verstärkten Gitterstrom. Diese Methoden erweisen sich jedoch als höchst instabil, weil kleine Änderungen der Batteriespannungen große Störungen hervorrufen. Es stellte sich heraus, daß die einfachste Methode ist, stabiles Arbeiten zu erzielen, wenn die Stromverstärkung nicht über das Mehrhundertfache hinausgeht, nur eine Anodenbatterie bei der Dreielektrodenröhre zu verwenden und die Glühdrahtspannung so zu verringern, daß der Anodenstrom gerade Null wird. Dadurch wird das Verhalten des Glühdrastes viel konstanter, während die Stromverstärkung nicht wesentlich verringert wird. Die Lebensdauer der Röhre wird außerordentlich vergrößert und die Eichung bleibt auf lange Zeit gültig. Ein derartiges Termionengalvanometer wird zur Messung von Ionisierungsströmen, Photoströmen und piezoelektrischen Strömen verwandt, deren Stärke bedeutend unterhalb der Galvanometerempfindlichkeit liegt, wenn dieses ohne Röhre verwandt wird.

Güntherschulze.

**E. Lübecke.** Über eine Quecksilberdampf-Großverstärkerröhre. S.-A. a. VDE-Fachber. 1927, S. 124—126. Kurze Bekanntgabe der bereits in der ZS. f. techn. Phys. 8, 445, 1927, Nr. 11 (diese Ber. S. 260) ausführlich beschriebenen Röhre. Güntherschulze.

**G. W. Sutton.** The power-factor and capacity of the electrodes and base of triode valves with special reference to their use in thermionic voltmeters. Proc. Phys. Soc. 40, 14—22, 1927, Nr. 1. Es werden die Bedingungen untersucht, unter denen ein Voltmeter in Verbindung mit einem Dreielektrodenventil betrieben werden muß, wenn ein Minimum an Energieverbrauch und gleichzeitig strenge Proportionalität mit dem Quadrat der zugeführten Spannung erreicht werden soll. Güntherschulze.

**B. S. Cohen.** Apparatus standards of telephonic transmission, and the technique of testing microphones and receivers. Journ. Inst. Electr. Eng. **66**, 165—189, 1928, Nr. 374. Im wesentlichen eine Übersicht über die bisher benutzten Meßmethoden zur Untersuchung von Übertragungssystemen, Telephonen, Mikrofonen usw. einschließlich der neueren Weiterentwicklungen der älteren Methoden. Gleichzeitig eine zusammenfassende Darstellung der wichtigsten von verschiedenen Forschern erhaltenen Versuchsergebnisse. Es werden unter anderem die akustischen und elektrischen Charakteristiken von Telephonen und Mikrofonen verschiedener Typen, die Alterungerscheinungen, der Einfluß von Feuchtigkeit, sowie Verständlichkeitsmessungen durch Übertragung von Silben erörtert. Während im ersten Teil nur die handelsüblichen Typen behandelt werden, erstreckt sich der zweite Teil der Arbeit auf Instrumente, die als Normale benutzt werden sollen, es werden solche erster und zweiter Klasse unterschieden. Als Hauptstandard für Mikrophone wird das Wentesche Kondensatormikrofon, als Normaltelephon ein Bellsches Telefon mit permanentem Magnet angegeben. Zur absoluten Messung von Schallstärken wird in erster Linie das Goldblattthermophon nach Arnold, Crandall und Wente benutzt, daneben die Rayleighsche Scheibe und die Gerlachsche Kompensationsmethode. Besondere Berücksichtigung finden die Beschlüsse des „Comité Consultatif International des Communications Téléphoniques à Grande Distance“. In einem Anhang werden die Frequenzbereiche erörtert, die für die Übertragung von Sprache, Musik usw. erforderlich sind. Eine sehr umfangreiche Diskussion schließt sich der Arbeit an.

Alberti.

**E. Denina.** Sulla forza elettromotrice di contatto tra due soluzioni qualsiasi. I. Un metodo più semplice di calcolo delle espressioni di Planck e di Johnson per soluzioni a cationi e ad anioni equivalenti. Alcune considerazioni e formule per i casi più complessi. S.-A. Gazz. Chim. Ital. **56**, 798—810, 1926, Nr. 10. Verf. gibt ein neues Verfahren zur Integration der Differentialgleichungen von Nernst und Planck behufs Messung des Diffusionspotentials zwischen zwei beliebigen Lösungen mit gleichwertigen Anionen und Kationen an und gelangt auf einem neuen Wege zu den von Planck (Wied. Ann. **39**, 1889; **40**, 1890) und von Johnson [Ann. d. Phys. (4) **14**, 1904] entwickelten Formeln. Er weist auf die großen rechnerischen Schwierigkeiten hin, die sich der Lösung des Problems für Lösungen mit Ionen von beliebiger Wertigkeit entgegenstellen und findet eine neue Formel für den Fall, daß drei Ionen von beliebiger Wertigkeit unter der Bedingung vorhanden sind, daß die Gesamtkonzentration der Ionen in beiden Lösungen die gleiche ist.

Böttger.

**Richard v. Dallwitz-Wegner.** Über Kontaktelktrizität, Thermoelektrizität und Kohäsionsdruck. ZS. f. Elektrochem. **34**, 42—49, 1928, Nr. 1. [S. 936.]

Otto.

**E. D. Eastman.** Electromotive force of electrolytic thermocouples and thermocells and the entropy of transfer and absolute entropy of ions. Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 292—297, 1928, Nr. 2. Es wurden die elektromotorischen Kräfte der Systeme Elektrode/Lösung I/Lösung II/Lösung I/Elektrode und Elektrode/Lösung/Elektrode bei verschiedenen Temperaturen der Elektroden gemessen und damit die Entropie der Übertragung und die absolute Entropie der Ionen bestimmt. Die elektromotorische Kraft dieser Zellen der ersten Anordnung kann mit der Überführungsentropie und partiellen molaren Entropie der Ionen in Verbindung gebracht werden. Es gilt die Gleichung

$F \cdot dE/dT = L/T = \Delta S$ , worin  $dE$  die elektromotorische Kraft,  $F$  die äquivalente Elektrizitätsmenge und  $L$  und  $\Delta S$  die Absorptionswärme und verlorene Energie bedeuten.  $S$ , die molare Entropie bei der Überführung eines Ions, errechnet sich nach der Gleichung:

$$\Delta S = t_{C_1} \cdot S_{C_1} - t_{C_2} \cdot S_{C_2} + (t_{A_2} - t_{A_1}) S_A.$$

Für Zellen der zweiten Anordnung ergibt sich  $F \cdot dE/dT = \Delta S_R + \Delta S$ , worin  $\Delta S_R$  die Entropie bedeutet, die in dem System bei höherer Temperatur des einen Elektrodenreaktionsgefäßes gewonnen wird. Für  $\Delta S$  gilt die Gleichung  $\Delta S = t_C S_C - t_A S_A$ . Der Sorreffeck kann hierbei unberücksichtigt bleiben, da bei den Messungen sein Einfluß auf die Lösungen ausgeschaltet war. Die Überführungsentropie in Kalorien auf  $1^\circ$  pro Mol Ionen in 0,02 norm. Lösungen beträgt bei  $25^\circ$ :

H <sup>+</sup>	Li <sup>+</sup>	Na <sup>+</sup>	K <sup>+</sup>	Rb <sup>+</sup>	NH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	Cl <sup>-</sup>
9,3	0,1	0,9	1,0	1,1	0,0	0,0

H. Brückner-Dresden.

Waclaw Werner and W. H. Keesom. The variation of the dielectric constant of liquid and solid hydrogen with temperature. Comm. Leiden Nr. 178a, S. 3—15, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **29**, 34—43, 1926, Nr. 1; diese Ber. **7**, 1502, 1926. Scheel.

Waclaw Werner and W. H. Keesom. The variation of the dielectric constant of liquid oxygen with temperature. Comm. Leiden Nr. 178c, S. 25—34, 1926. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **29**, 306—313, 1926, Nr. 2; diese Ber. **8**, 616, 1927. Scheel.

L. Ebert and W. H. Keesom. Preliminary measurements of the dielectric constants of liquid and solid nitrogen. Comm. Leiden Nr. 182d, S. 29—34, 1926. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **29**, 1188—1192, 1926, Nr. 9; diese Ber. **8**, 715, 1927. Scheel.

H. A. Stuart. Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Gasen und Dämpfen. I. Methode und Ergebnisse für Kohlensäure und Luft. ZS. f. Phys. **47**, 457—478, 1928, Nr. 7/8. Es wird eine verbesserte Schwebungsmethode beschrieben, die als Kompensationsschwellmethode mit Verwendung eines Vibrationsgalvanometers arbeitet und gestattet,  $\epsilon$  bei Atmosphärendruck als Temperaturfunktion zwischen 0 und  $180^\circ$  auf ein Millionstel unter Ausschluß systematischer Fehler sicher zu messen, sich also zum Nachweis kleiner elektrischer Momente eignet. Die Absolutwerte von  $\epsilon - 1$  bei  $0^\circ$  und 760 mm sind für CO<sub>2</sub>  $987 \pm 12 \cdot 10^{-6}$  und für Luft  $582 \pm 7 \cdot 10^{-6}$ . Das wesentlich genauer bestimmte Verhältnis der  $\epsilon - 1$ -Werte von CO<sub>2</sub> und Luft stimmt mit dem Verhältnis der  $n^2 - 1$  bis auf einige Promille überein, wenn bei CO<sub>2</sub> für  $n^2$  der aus der Fuchsschen Dispersionsformel, welche die Ultrarotabsorption berücksichtigt, extrapolierte Wert eingesetzt wird, so daß sich für ein eventuell vorhandenes elektrisches Moment als obere Grenze der Wert  $0,03 \cdot 10^{-18}$  ableiten läßt. Aus der Temperaturabhängigkeit von  $\epsilon - 1$  folgt bei CO<sub>2</sub> für das elektrische Moment im Sinne der Debyeschen Theorie im Gegensatz zu fast allen bisherigen Messungen der Wert Null mit einem Fehler von  $0,02 \cdot 10^{-18}$ . Ferner wird gezeigt, daß aus Elektrostriktionsmessungen, falls bei der Extrapolation von  $n^2$  die Ultrarotabsorption berücksichtigt wird, für das elektrische Moment der Wert Null folgt, nicht, wie bisher angegeben,  $0,2 \cdot 10^{-18}$ . Aus dem Nichtvorhandensein eines elektrischen Moments ergibt sich, daß im

Kohlsäuremolekül die drei Atome auf einer Geraden liegen, was auch aus anderen Versuchen folgt. Es darf somit die gestreckte Molekelgestalt als eingültig gesichert angesehen werden. Luft zeigt eine geringe Zunahme der Molekularpolarisation mit der Temperatur, die ihr Analogon in einem entsprechenden Anstieg der Molekularrefraktion zu haben scheint. H. Stu

**J. Warren Williams and Earl F. Ogg.** The dielectric constants of binary mixtures. V. The dielectric moments of certain organic molecules in carbon-disulfide and hexane solution. Journ. Amer. Chem. Soc. 50, 94—101, 1928, Nr. 1. Mit Hilfe einer bereits früher beschriebenen elektrischen Resonanzmethode wird die Molekularpolarisation einer Reihe von Lösungen von organischen Stoffen (Nitrobenzol, Chlorbenzol, Naphthalin, Anthracen, Phenol, Benzoesäure und Jod) in  $\text{CS}_2$  und  $\text{C}_6\text{H}_{14}$  bestimmt. Dichte und Dielektrizitätskonstanten werden bei  $25^\circ$  für verschiedene Konzentrationen gemessen. Die Genauigkeit der gemessenen  $\epsilon$  ist  $0,1\%$ . Die Ergebnisse sind zwei Tabellen zusammengestellt, einmal für die  $\text{CS}_2$ -Lösungen, einmal für die Hexanlösungen. Die Dipolmomente der gelösten Stoffe werden bestimmt und sind ebenfalls in Tabellen zusammengestellt. Im Zusammenhang mit früheren Untersuchungen finden die Verff. als Resultat, daß der Wert des elektrischen Moments für die gelösten Moleküle in verschiedenen dipolfreien Lösungsmitteln ( $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{CCl}_4$ ,  $\text{CS}_2$ ,  $\text{C}_6\text{H}_{14}$ ) unabhängig ist vom Lösungsmittel. Die Verff. finden ferner bestätigt, daß  $\text{C}_6\text{H}_6$ ,  $\text{C}_6\text{H}_{14}$  und  $\text{CS}_2$  praktisch kein elektrisches Moment haben. Dagegen wird für Naphthalin ein Moment von der Größe  $0,70 \cdot 10^{-18}$  gefunden, was von besonderem Interesse ist und in Einklang mit der Erfahrung der organischen Chemie zu sein scheint. Anthracen hat ein noch größeres Moment. Für Phenol ergibt sich ein Moment von  $1,63 \cdot 10^{-18}$  in  $\text{CS}_2$  und von  $1,70 \cdot 10^{-18}$  in  $\text{C}_6\text{H}_6$ . Chlorbenzol hat ein Moment von der Größe  $1,55 \cdot 10^{-18}$  in  $\text{CS}_2$  und in  $\text{C}_6\text{H}_6$  und von  $1,56 \cdot 10^{-18}$  in  $\text{C}_6\text{H}_{14}$ . Nitrobenzol ein solches von  $3,89 \cdot 10^{-18}$  in  $\text{CS}_2$  und  $\text{C}_6\text{H}_{14}$  und von  $3,84 \cdot 10^{-18}$  in  $\text{C}_6\text{H}_6$ . K. L. Wob

**John Warren Williams and Christian H. Schwingel.** The dielectric constant of binary mixtures. VI. The electric moments of certain nitro-derivatives of benzene and toluene. Journ. Amer. Chem. Soc. 50, 362—368, 1928, Nr. 2. Vgl. diese Ber. 8, 418, 2179, 1927; 9, 317, 318, 1928. Es werden die Dielektrizitätskonstanten und Dichten bei  $25^\circ$  von Lösungen von Nitrobenzol, o-, m- und p-Dinitrobenzol, symmetrischem Trinitrobenzol sowie o-, m- und p-Nitrotoluol in Benzol bestimmt und die Ergebnisse in Tabellen niedergelegt. Die Daten werden zur Berechnung der elektrischen Momente der verschiedenen gelösten Moleküle verwandt, wobei sich folgende Werte ergeben:

Molekül	$\mu \cdot 10^{18}$
Mononitrobenzol . . . . .	3,90
o-Dinitrobenzol . . . . .	6,05
m-Dinitrobenzol . . . . .	3,81
p-Dinitrobenzol . . . . .	0,32
Symmetrisches Trinitrobenzol . . . . .	1,08
o-Nitrotoluol . . . . .	3,75
m-Nitrotoluol . . . . .	4,20
p-Nitrotoluol . . . . .	4,50

Aus theoretischen Gründen wäre für das symmetrische Trinitrobenzol und für das p-Dinitrobenzol das Moment 0 zu erwarten. Im Hinblick auf die begrenzte Löslichkeit dieser Stoffe in Benzol läßt sich zwischen dem gemessenen Werte und dem Werte Null keine Entscheidung treffen. In einigen Fällen werden die gefundenen Ergebnisse mit den von anderen Autoren mitgeteilten verglichen und diskutiert.

H. Stuart.

**J. D. Stranathan.** Dielectric constants of benzene, carbon disulphide, and carbon tetrachloride, and of dilute solutions of alcohols in these solvents. Phys. Rev. (2) **31**, 156, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Dielektrizitätskonstante von Benzol,  $C_6H_6$ ,  $CS_2$ ,  $CCl_4$  und von verdünnten Lösungen von Alkoholen in diesen Lösungsmitteln wurde nach einer Hochfrequenzmethode bei Temperaturen zwischen den Schmelz- und Siedepunkten bestimmt. Mit Methylalkohol in Benzol ergaben sich Kurven, die sich mit der Debyeschen Theorie im Einklang befanden und zu einem Dipolmoment von  $1,66 \cdot 10^{-18}$  elst. Einh. für Methylalkohol führen. Bei Lösungen von Methylalkohol in  $CCl_4$  stimmten die Kurven nicht mit der Debyeschen Theorie überein, wahrscheinlich infolge von Assoziation. Wird angenommen, daß diese bei Temperaturen in der Nähe des Siedepunktes nicht mehr vorhanden ist, so berechnet sich das Moment des Alkoholmoleküls zu  $1,65 \cdot 10^{-18}$ . Amylalkohol in Benzol gibt  $1,65 \cdot 10^{-18}$  und ist in Übereinstimmung mit der Theorie von Debye. Güntherschulze.

**A. P. Carman and C. C. Schmidt.** Dielectric constants of electrolytic solutions for various concentrations. Phys. Rev. (2) **31**, 157, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die Elektrometermethode (Carman, Phys. Rev. **24**, 396, 1924) zur Messung von Dielektrizitätskonstanten elektrolytischer Lösungen beträchtlicher Konzentration ausgebildet. Für  $NaCl$ -Lösung wurde die Dielektrizitätskonstante für Äquivalentkonzentrationen bis 0,02, für  $KCl$ ,  $BaCl_2$  und  $CuSO_4$  bis 0,01, 0,022, 0,026 gemessen. Die Ergebnisse sind zu Kurven zusammengestellt. Die Kurve Dielektrizitätskonstante/Konzentration zeigt für  $NaCl$ -Lösungen eine Abnahme der Dielektrizitätskonstante bis zur Konzentration 0,012 und dann eine plötzliche Zunahme. Für Konzentrationen von mehr als 0,016 ist die Dielektrizitätskonstante größer als die des reinen Wassers.  $KCl$ -Lösungen verhalten sich ähnlich,  $BaCl_2$  und  $CuSO_4$ -Lösungen zeigen zwei Minima. Auch hier erreichen die Dielektrizitätskonstanten der konzentrierten Lösungen größere Werte als die des reinen Wassers. Waldens Erklärung scheint zuzutreffen. Er sagt einen Teil der Erscheinungen voraus, nicht jedoch die doppelten Minima. Güntherschulze.

**Ludwig Ebert.** Zur Theorie der dielektrischen Polarisation in Salzlösungen. Comm. Leiden, Suppl. No. 56a to Nos. 169—180, S. 3—12, 1926. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **29**, 454—461, 1926, Nr. 3; diese Ber. 7, 1658, 1926. Scheel.

**A. Kneschke.** Über den Einfluß magnetischer Wechselfelder auf die Bewegung elektrischer Schwebeteilchen. ZS. f. Phys. **47**, 608—614, 1928, Nr. 7/8. Der Verf. berechnet die Bahnen eines elektrisch geladenen Teilchens, das mit konstanter Geschwindigkeit in den Bereich eines homogenen magnetischen Wechselfeldes von der Form  $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 \cos \omega t$  gelangt. Mit Hilfe der Frenetschen Formeln für das begleitende Dreibein wird festgestellt, daß die Bahnen Böschungslinien sind. Die Integration der Bewegungsgleichung  $\ddot{\mathfrak{R}} = e \mathfrak{H} \times \mathfrak{v}$ , deren Lösungen

Besselsche Funktionen sind, zeigt die Bahnen der Teilchen in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz  $\omega$ , die besonders bei geringen Frequenzen komplizierter werden.

Matthes

**W. Tuyn and H. Kamerlingh Onnes.** Further experiments with liquid helium. AA. The disturbance of supra-conductivity by magnetic fields and currents. The hypothesis of Silsbee. Comm. Leiden Nr. 174a, S. 3—39, 1926. Schon berichtet nach Journ. Frankl. Inst. 201, 379—410, 1926; Nr. 4; diese Ber. 7, 2072, 1926.

Scheel

**G. J. Sizoo and H. Kamerlingh Onnes.** Further experiments with liquid helium. CA. On the properties of supraconductive metals in the form of thin films. Comm. Leiden Nr. 180a, S. 3—9, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 971—976, 1925, Nr. 10; diese Ber. 8, 125, 1927.

Scheel

**G. J. Sizoo and H. Kamerlingh Onnes.** Further experiments with liquid helium. CB. Influence of elastic deformation on the supraconductivity of tin and indium. Comm. Leiden Nr. 180b, S. 13—26, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 656—666, 1925, Nr. 7; diese Ber. 8, 152, 1927.

Scheel

**W. H. Keesom and H. Kamerlingh Onnes.** On the question of the possibility of a polymorphic change at the point of transition into the supra-conductive state. Comm. Leiden Nr. 174b, S. 43—45, 1924. Schon berichtet nach Arch. Néerland. (3 A) 10, 224—258, 1927; diese Ber. 7, 1983, 1926.

Scheel

**G. J. Sizoo, W. J. de Haas and H. Kamerlingh Onnes.** Measurements on the magnetic disturbance of the supraconductivity with tin. I. Influence of elastic deformation. II. Hysteresis phenomena. Comm. Leiden Nr. 180c, S. 29—53, 1925/26. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 29, 221—232, 1926, Nr. 2; diese Ber. 8, 1809, 1927.

Scheel

**W. J. de Haas, G. J. Sizoo and H. Kamerlingh Onnes.** Measurements on the magnetic disturbance of the supraconductivity with mercury. Comm. Leiden Nr. 180d, S. 57—103, 1925/26. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 29, 250—263, 1926, Nr. 2; diese Ber. 8, 1809, 1927.

Scheel

**F. Wenner.** A principle governing the distribution of current in systems of linear conductors. Scient. Pap. Bureau of Stand. 21, 191—208, 1926, Nr. 531. Bereits berichtet nach Phys. Rev. 29, 218, 1927, Nr. 1; diese Ber. 8, 709, 1927.

Scheel

**R. H. Fowler.** The Restored Electron Theory of Metals and Thermionic Formulae. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 549—552, 1928, Nr. 778. Sommerfeld hat kürzlich die Elektronentheorie der metallischen Leitung wieder ins Leben gerufen, indem er die Fermi-Diracsche Statistik auf eine Atmosphäre von freien Elektronen im Metall von der Konzentration der Größenordnung ein Elektron pro Atom anwandte. Verf. dehnt diese neue Theorie auf die Berechnung der Dichte der verdampften Elektronen, die im Gleichgewicht mit dem erhitzten Metall sind, aus. Die Gleichung für den Thermionensättigungsstrom erhält dann die Form  $J = g A (1 - r) T^2 e^{-X/kT}$ , wo  $A$  den üblichen

Wert  $A = \frac{2\pi k^2 me}{h^3}$  hat.  $g$  ist das Gewicht der Elektronen in der festen Phase,

r der Bruchteil der beim Auftreffen auf die feste Phase reflektierten Elektronen, der vielleicht von der Temperatur abhängt. Für die Metalle W, Mo, Ta und Pt in sehr reinem Zustand scheint  $g(1-r) = 1$  zu sein. Güntherschulze.

**J. Rud. Nielsen.** Specific resistance and purity of sodium electrolyzed through soda-glass. Phys. Rev. (2) 31, 304, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der spezifische Widerstand des Na wurde dadurch ermittelt, daß eine U-förmige Röhre zuerst mit Hg, dann mit Na gefüllt wurde; wird der spezifische Widerstand des Hg zu  $94073 \cdot 10^{-9} \cdot (1 + 0,0008892 t + 0,000000994 t^2)$  angenommen, so ergibt sich für festes Na zwischen 30 und 90° C

$$4661 \cdot 10^{-9} \cdot (1 + 0,00484 t)$$

und für flüssiges unter 160° C

$$9828 \cdot 10^{-9} \cdot [1 + 0,00354(t - 100) + 0,00000039(t - 100)^2].$$

Das Natrium wurde nach der von Burt angegebenen Methode gewonnen. Eine spektroskopische Untersuchung ergab, daß es 0,08 % K enthielt. Andere Verunreinigungen wurden nicht gefunden. Güntherschulze.

**André Féry.** Étude de la variation de la résistivité des couches minces de platine en fonction de leur épaisseur et de l'influence des corps oxygénés sur de semblables résistances. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 38—48, 1928, Nr. 1. Der Verf. hat die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes dünner, durch Kathodenerstäubung niedergeschlagener Platinsschichten von der Schichtdicke, sowie den Einfluß von Wasserdampf, SO<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>OH untersucht. Vorversuche ergaben, daß für Schichtdicken von 51 bis 147 m $\mu$  zwischen der durch Wägung ermittelten Dicke  $a$  in m $\mu$  und der optischen Dichte (Schwärzung)  $D = \log(J_0/J)$  die einfache Beziehung bestand:  $a = 63,4 \cdot D$ . Demgemäß wurde in der Folge die Schichtdicke durch Schwärzungsmessungen ermittelt. Besondere Vorsichtsmaßregeln waren ähnlich wie bei der Verstärkerrohrenherstellung getroffen, um Wasserdampf usw. bei der Bildung der Niederschläge fernzuhalten. Innerhalb des untersuchten Dickenbereichs (4,4 bis 243 m $\mu$ ) variierte der spezifische Widerstand  $\rho$  beträchtlich gemäß der Beziehung  $lg(10^6 \rho) = 5,7 - 0,0156 a$ . Anscheinend wäre der dem kompakten Metall eigene niedrige spezifische Widerstand erst bei etwa 366 m $\mu$  erreicht worden. Wasserdampfeinwirkung vergrößerte den Widerstandswert erheblich; ähnlich wirkten SO<sub>2</sub>- und CH<sub>3</sub>OH-Dämpfe. Mögliche Gründe der hohen Widerstandswerte bei geringen Schichtdicken sieht der Verf. einmal darin, daß die niedergeschlagenen Teile anfänglich nur teilweise zusammenhängende Anhäufungen bilden. Unter diesem Gesichtspunkt erscheint ihm aber die Reproduzierbarkeit des Widerstandsverlaufs und der Einfluß der Dämpfe schwer verständlich. Eine andere Erklärungsmöglichkeit erblickt er in der Wahrscheinlichkeit, daß die Grenzschichten eine andere innere Struktur haben als das kompakte Metall. Der exponentielle Charakter der Widerstandsabhängigkeit deute darauf hin, daß ein derartiger deformierender Einfluß sich bis zu Schichtdicken von 600 Atomabständen erstrecke. C. Müller.

**G. R. Wait, F. G. Brickwedde and E. L. Hall.** Electrical resistance and magnetic permeability of iron wire at radio frequencies. Phys. Rev. (2) 31, 303, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mitiaev beobachtete, daß der Hochfrequenzwiderstand von Eisendraht bei etwa 100 m Wellenlänge eine kritische Änderung erfuhr, was er als eine Bestätigung der Ergebnisse von

Wwedensky und Theodortschik über die kritische Änderung der Permeabilität des Eisens ansah. Da Wait Gegenteiliges gefunden hatte, beschlossen die Verff., den Hochfrequenzwiderstand von Eisendrähten zu untersuchen. Die Wellenlängen lagen zwischen 79 und 120 m. Innerhalb der erreichbaren Genauigkeit wurde keine kritische Änderung beobachtet. Ferner wurde eine Eisenprobe, an der von Wwedensky und Theodortschik die Erscheinung beobachtet war, mit dem gleichen Apparat und unter den gleichen Bedingungen wie von Wait untersucht. Auch hier wurde bei keinem Versuch eine kritische Änderung beobachtet.

Güntherschulze.

**L. Tieri e V. Ricca.** Sulla resistenza elettrica del bismuto solidificato in un campo magnetico. Cim. (N. S.) 4, 248—251, 1927, Nr. 6. Es ist bekannt, daß, wenn man Wismut in einem Magnetfeld erstarrt läßt, der Halleffekt in diesem Metall in der Feldrichtung größer ist als im gewöhnlichen Wismut, senkrecht zum Felde dagegen kleiner. Dieses Verhalten läßt sich durch die Annahme erklären, daß das Feld die Kristalle des Wismuts so zu orientieren strebt, daß ihre Hauptachse den Kraftlinien parallel ist. In der vorliegenden Untersuchung wurden die elektrischen Widerstände von Wismutzylinern, die in einem transversalen Magnetfeld erstarrt waren, mit denen verglichen, die in einem feldfreien Raume erstarrt waren, und es zeigte sich, daß die ersten einen etwa 4 % geringeren Widerstand hatten als die letzteren, in Übereinstimmung mit der erwähnten Hypothese. Auch aus der Betrachtung der im Felde erstarrten Stäbe ergibt sich eine Kristallorientierung.

Güntherschulze.

**Thadée Peczalski.** Dispersion des métaux dans les sels solides sous l'action du courant électrique. C. R. 185, 1588—1591, 1927, Nr. 26. Verschiedene Salze, wie  $KCl$ ,  $BaCl_2$ ,  $SrCl_2$  wurden in ein Eisenrohr eingeschlossen, wobei durch die Mitte ein Stab aus Cu bzw. Al zog. Das Eisenrohr und der Metallstab dienten zur Stromzuführung. Beim Durchleiten eines Stromes beim Erhitzen wurde nun beobachtet, daß die Leitfähigkeit des Salzes mit der Zeit erheblich erhöht wird, besonders wenn der Metallstab als positiver Pol funktioniert. Bei Anwendung des Kupferstabes ergab sich, daß hierbei Cu in das Salz eindringt, d. h. eine Emission von Cu-Ionen stattfindet.

St. Handel.

**F. H. Jeffery.** A method of measuring variations of electrical resistance for the determination of the thermal equilibrium diagram of an inter-metallic system. Trans. Faraday Soc. 23, 563—570, 1927, Nr. 78. Es werden zwei Registriermethoden zur fortlaufenden Aufnahme der Leitfähigkeit von Schmelzen in Abhängigkeit von der Temperatur beschrieben, die bei einer Reihe von Cu-Sn-Legierungen von 40 bis 98 % Sn-Gehalt angewendet wurden. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Heylock und Neville, nicht dagegen mit denen von Isihara und Haughton.

Sewig.

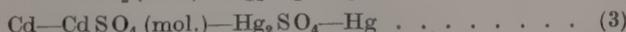
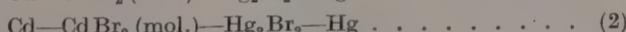
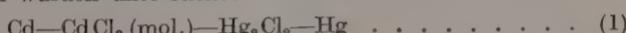
**H. Hartley and R. P. Bell.** Notes on the Debye-Hückel theory. Trans. Faraday Soc. 23, 396—400, 1927, Nr. 77. Nach einer kurzen allgemeinen Diskussion, betreffend die Gültigkeit der Debye-Hückelschen Theorie und der Erwähnung einiger hierher gehöriger experimenteller Arbeiten (Hartley und Frazer finden in Methylalkohol Bestätigung der Debye-Hückel-Theorie für 18 einewertige Salze bis zu einer Konzentration von 0,002 norm.; Walden, Ulich und Busch dasselbe Ergebnis für einige Salze in Aceton bis 0,0005 norm.), berichten Verff. über Leitfähigkeitsmessungen an verschiedenen eineinwertigen

Salzen in 13 verschiedenen nichtwässerigen Lösungen. Sie finden im allgemeinen, daß die Resultate um so besser dem Quadratwurzelgesetz gehorchen, je größer die Genauigkeit der Messungen ist. Die Konzentrationen, bei denen die Abweichungen von diesem Gesetz beginnen, ändern sich mit dem Lösungsmittel, dem Gelösten sowie mit der Temperatur. Bei höherer Temperatur ist der Bereich der Gültigkeit des Quadratwurzelgesetzes ein kleinerer. Auffallende Abweichungen von der Theorie zeigen die Lithiumsalze (besonders LiJ), was Verff. durch die Annahme einer besonderen Fähigkeit zur Bildung von Komplexionen — selbst in sehr stark verdünnten nichtwässerigen Lösungen — erklären. *Dadieu.*

**Frederick George Soper.** Equilibrium in electrolyte solutions. Journ. phys. chem. **32**, 67—71, 1928, Nr. 1. Bei der Betrachtung von Gleichgewichten von Elektrolytlösungen ist es notwendig, die Änderung der partiellen freien Energie des Lösungsmittels zu berücksichtigen, denn sie beträgt, wie sich direkt aus der Debye-Hückelschen Theorie ableiten läßt, ein Drittel der partiellen freien Energie der Ionen. Die Gleichgewichtsgleichung für Elektrolytlösungen wird entsprechend modifiziert, indem die partielle freie elektrische Energie des Lösungsmittels berücksichtigt wird. Die Definition der Aktivität als Glied der Gleichung der partiellen freien Energie führt zu Werten des Aktivitätskoeffizienten, die von den aus der Gleichgewichtskonstante berechneten verschieden sind. Aktivitätskoeffizienten, die aus der Aktivität des Lösungsmittels, z. B. durch Gefrierpunktmessungen abgeleitet worden sind, entsprechen dem Debyeschen Grenzgesetz  $\log f = -0,50 z^2 \sqrt{\mu}$ , während die aus Löslichkeitsmessungen oder Dampfdrucken berechneten dem Grenzgesetz  $\log f = -0,33 z^2 \sqrt{\mu}$  entsprechen, worin  $z$  die Wertigkeit der Ionen und  $\mu$  die Ionenstärke bedeuten. *G. Karagunis.*

**E. D. Eastman.** Theory of the Soret effect. Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 283—291, 1928, Nr. 2. Auf Grund der thermodynamischen Theorie des Soret-Effektes (E. D. Eastman, Journ. Amer. Chem. Soc. **48**, 1482, 1926) werden die thermodynamischen Eigenschaften der Überführungsentropie von Lösungen erörtert. Die Lösung eines Elektrolyten kann vom Standpunkt des Soret-Effektes aus als ein System zweier Komponenten betrachtet werden. Der Soretkoeffizient des gelösten Anteils in unvollständigen Lösungen ist oberhalb einer bestimmten Höhe vom Nullpunkt nahezu konstant. Bei höheren Konzentrationen starker Elektrolyte wird im allgemeinen ein Ansteigen des Soret-Effektes beobachtet, bei sehr geringen Konzentrationen besitzt er dagegen ein negatives Vorzeichen. *H. Brückner-Dresden.*

**Frederick H. Getman.** A study of the activity and free energy of dilution of some salts of cadmium. Journ. phys. chem. **32**, 91—102, 1928, Nr. 1. Folgende Ketten wurden untersucht:



Aus den Werten der elektromotorischen Kräfte bei 25° C wurden die Aktivitätskoeffizienten des Cadmiumchlorids, -bromids und -sulfats bei Konzentrationen von 0,001 mol. bis zur Sättigung berechnet. Die so erhaltenen Aktivitätskoeffizienten wurden mit den entsprechenden Werten der gleichen Salze verglichen, die aus Leitfähigkeits- und Gefrierpunktmessungen geschätzt waren. Ferner werden Tabellen über die Verdünnungswärmen gegeben und die Bildungswärmen des Cadmiumchlorids und -bromids mit Hilfe der Gibbs-Helmholzschen Gleichung berechnet. *Güntherschulze.*

**R. T. Dufford.** Efficiencies in luminescence accompanying electrolysis. Phys. Rev. (2) 31, 157, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die Lumineszenz untersucht, die sich an den Elektroden einer elektrolytischen Zelle unter besonderen Umständen zeigt. Die interessantesten Fälle waren Aluminiumelektroden in Lösungen von Natriumphosphat oder -carbonat und fast jedes beliebige Metall in wasserfreien Ätherlösungen der Grignardschen Reagenzien. Die gemessenen Helligkeiten lagen zwischen  $6 \cdot 10^{-9}$  und mehr als  $10^{-5}$  Lamberts. Im allgemeinen nimmt die Helligkeit mit der angelegten Spannung zu. Die als sichtbares Licht ausgestrahlte Energie liegt zwischen  $10^{-8}$  und  $10^{-6}$ % der verbrauchten elektrischen Energie. Der Wirkungsgrad nimmt mit steigender Spannung erst zu, dann ab. Konzentrationsänderungen beeinflussen ihn nicht sehr. Gewisse geringfügige Verunreinigungen vergrößern den Wirkungsgrad um mehr als das Zehnfache.

Güntherschulze.

**W. B. Nottingham.** Electric arc stream dimensions determined by a new photographic method. Phys. Rev. (2) 31, 154, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Abmessungen der Lichtbogenströme von Cd- und W-Bögen wurden nach einer besonderen photographischen Methode ermittelt. Es ergab sich, daß die mittlere Stromdichte in irgend einer senkrecht zur Stromachse gelegten Ebene von der Stromstärke unabhängig ist, daß die Stromdichteverteilung in der Nähe der Elektroden des W-Bogens von seiner Länge unabhängig ist, daß die Stromdichte an der Kathode des Wolframbögens der Elektronenstromdichte von W bei einer Temperatur dicht über dem Schmelzpunkt entspricht. Das Schmelzen der Oberfläche zeigt, daß dort die Temperatur mindestens gleich der Schmelztemperatur ist. Die Emissionsdaten wurden durch Extrapolation der Werte von Dushman, Rowe, Ewald und Kidner erhalten. Die Stromdichte an der Kathode des Cd-Bogens in Ar war etwa 700mal so groß, als man sie als Ergebnis einer Thermionenemission selbst bei der Temperatur des siedenden Cd und bei einer Ablösearbeit von 1,5 Volt hätte erwarten sollen. Güntherschulze.

**J. Schmelz.** Über Trägerrekombination in Gasen. Ann. d. Phys. (4) 85, 137—188, 1928, Nr. 2. Zur Untersuchung der Wiedervereinigung in Gasen, die von  $\alpha$ -Strahlen leitend gemacht worden waren, wurden vom Verf. drei Methoden angewandt: a) die Messung des zeitlichen Anstiegs der während der Bestrahlung im feldfreien Raume sich ausbildenden Trägermenge; b) Messung des zeitlichen Abfalls der nach bestimmter Strahlungsdauer vorhandenen Trägermenge; c) Messung des nach langer Strahlungsdauer sich einstellenden Gleichgewichts. Variiert wurden der Druck von 400 bis 760 mm und die Temperatur von 20 bis  $250^\circ$  C. Die Messungen zeigen übereinstimmend, daß die Wiedervereinigung nicht in der Weise erfolgt, wie es bei gleichmäßiger Verteilung der Träger zu erwarten wäre. Dieser Fall tritt vielmehr erst nach längerer Zeit ein, während bei kurzen Zeiten stärkere Wiedervereinigungen beobachtet werden. Der wahre Wiedervereinigungskoeffizient ist für Luft von normaler Temperatur (soll heißen Zimmertemperatur) und normalem Druck  $1,7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ . In Luft von äußerster Reinheit ist er um 20% geringer. Mit dem Druck nimmt er ein wenig ab. Ebenso mit steigender Temperatur. Bei  $100^\circ$  C ist sein Wert in Luft etwa auf die Hälfte, bei  $250^\circ$  C auf ein Viertel des Wertes bei  $20^\circ$  C gesunken. In reinstem Stickstoff verläuft die Wiedervereinigung quantitativ fast ebenso wie in Luft. Im elektrischen Felde ist dagegen in  $N_2$  viel rascher Sättigungsstrom zu erhalten als in Luft. Ferner sind stets mehr negative als positive Träger da. Die bei kürzeren Zeiten vorhandenen Abweichungen der Wiedervereinigung

von den normalen Verhältnissen sind auf die Bildung von diskreten Trägerkolonnen durch die  $\alpha$ -Strahlen zurückzuführen. Der beobachtete Verlauf lässt sich zu Aussagen über die Natur dieser Kolonnen verwenden. So ergibt sich: In einer einzigen Kolonne klingt die Trägermenge derart ab, wie es bei Annahme gleichmäßiger Trägerverteilung und unverändertem  $\alpha$ -Wert einem langsam zunehmenden Volumen der Kolonne entspricht. Der Kolonnenradius berechnet sich daraus zu  $10^{-2}$  cm. Das verhältnismäßig große Kolonnenvolumen ist wohl als Scheinvolumen anzusehen, da die Trägerverteilung innerhalb der Kolonne nicht als kontinuierlich angesehen werden kann und daher die gewöhnliche Wiedervereinigungsbetrachtung auszuschließen ist.

Güntherschulze.

**H. A. Barton and J. H. Bartlett.** Ionization of water vapor. Phys. Rev. (2) 31, 154—155, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde eine elektromagnetische Methode zur Trennung von Gasionen verschiedener Masse, ähnlich der von Dempster, zur Untersuchung der Ionen angewandt, die durch Elektronenstoß in Wasserdampf gebildet werden. Die hauptsächlichsten Ionen, die auftraten, waren  $(H_2O)^+$  und  $(OH)^+$ , von denen die ersten zahlreicher waren. Ferner ergaben sich deutliche Anzeichen für die Bildung sehr kleiner Mengen eines dritten Ions, wahrscheinlich  $(H_3O)^+$ .  $H^+$ - und  $H_2^+$ -Ionen waren stets nur in sehr geringer oder nicht beobachtbarer Menge vorhanden.  $(OH)^-$  oder andere negative Ionen wurden nicht beobachtet. Die  $(H_2O)^+$  entsprechende Ionisierungsspannung war  $13 \pm 1,5$  Volt. Die  $(OH)^+$ -Ionisierungsspannung war nicht merklich davon verschieden, aber es war schwierig, diese Größe genau zu messen, weil die  $(H_2O)^+$ - und die  $(OH)^+$ -Spitze sich zum Teil überlappten.

Güntherschulze.

**C. H. Kunzman.** The relative activation of a nitrogen-hydrogen mixture by electrons and by  $K^+$  ions in the formation of ammonia. Phys. Rev. (2) 31, 307, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Aktivierungskammer bestand aus einem Pyrexgefäß, das einen Wolframdraht als Elektronenquelle, einen mit Eisen-Kalium überzogenen Streifen als  $K^+$ -Ionenquelle und einen Zylinder aus feinem Platindrahtnetz als Kollektor enthielt. Das Gemisch ( $N_2 + 3 H_2$ ) wurde bei Drucken von 1 mm und weniger in das in flüssige Luft gesenkten Gefäß eingeführt und die Geschwindigkeit der Druckabnahme unter den verschiedenen Zuständen der glühenden Oberfläche verfolgt. Die Ergebnisse zeigen, daß ohne Spannung der Eisen-Kaliumkatalysator viel wirksamer ist als das Wolfram, daß aber die Wirksamkeit des Wolframs sehr zunimmt, sobald die Elektronen Geschwindigkeiten von 17 Volt oder mehr erreichen, während sich bei den  $K^+$ -Ionen keine merkliche Zunahme bis 330 Volt ergibt. Dieses Verhalten stimmt mit dem sonstigen Verhalten beider Träger, beispielsweise hinsichtlich der Ionisierung und Bildung von Sekundärelektronen, überein.

Güntherschulze.

**Paul E. Boucher.** The drop of potential at the cathode in flames. Phys. Rev. (2) 31, 161, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Theorie von J. J. Thomson über den Potentialabfall an ebenen Elektroden wurde dadurch abgeändert, daß die Rekombination in der Elektronenschicht eingeführt wurde. Eine ähnliche Theorie wurde für Zylinder abgeleitet. Die experimentellen Ergebnisse, die an Platinenelektroden erhalten wurden, die in reine und in NaCl-haltige Flammen tauchten, stimmen mit der Theorie gut überein. Der Kathodenfall liegt in einer Schicht gleichförmiger Dicke, die die Kathode vollständig umhüllt. Mehr als 95 % der Gesamtspannung liegen in dieser Kathodenschicht. Ist  $V_2$  der Kathodenfall,  $i$  die Stromdichte,  $x_2$  oder  $r_2$  die Schichtdicke,  $r_0$  der Radius der

Kathode und  $k_1$  die Beweglichkeit des positiven Ions, so gelten die Gleichungen  
 $k_1 = 32 \pi i x_2^3 / 75 V_2^2$  für ebene Kathoden und

$$k = 2i(r_2^3 \log [(r_2 + (r_2^2 - r_0^2)/r_0) - r_2^2(r_2^2 - r_0^2)^{1/2} - (r_2^2 - r_0^2)^{3/2})^2 / 3V_2^2(r_2^2 - r_0^2)^2]$$

für Zylinder. Daraus ergibt sich dann für  $k_1$  im Mittel 12,4 cm/sec pro Volt/cm für reine Flammen und 8,1 für NaCl-Flammen. Die Stromdichte an der Kathode ist konstant, wenn die Flammenbedingungen und der Kathodenradius konstant sind.

Güntherschulze

**Mariano Pierucci.** La scientilla dentro l'arco elettrico. Cim. (N. S.) 4, 252—262, 1927, Nr. 6. Es wird eine einfache Methode zur Untersuchung des Funkens angegeben, der im elektrischen Lichtbogen durch die plötzliche Entladung eines Kondensators entsteht. Er verhält sich wie ein echter Funken der den Lichtbogen der Länge nach durchschlägt. Er ist außerordentlich hell und hat einen hohen Grad optischer Anregung. Befindet sich der Lichtbogen in einer Leuchtgasflamme, so wird die optische Wirkung noch größer. Er ruft ferner bemerkenswerte Wirkungen mechanischer und optischer Art auf dem positiven Krater des Lichtbogens hervor, der durch ihn auf eine außerordentlich hohe Temperatur zu kommen scheint.

Güntherschulze

**J. S. Townsend.** Note on the role of positive ions in the disruptive discharge. Phys. Rev. (2) 31, 220, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.). W. J. Jackson (Phys. Rev. 30, 473, 1927) hatte behauptet, Townsend leugnet, daß die positiven Ionen zur Funkenentladung noch auf eine andere Weise als die Stoßwirkung gegen Gasmoleküle beitragen. Townsend wendet sich gegen diese Behauptung und weist aus zwei eigenen Veröffentlichungen nach, daß er die wichtige Erzeugung von Elektronen durch den Stoß positiver Ionen auf die Kathode sehr wohl würdige. Sie kommt nach ihm aber nur bei geringen Drucken, nicht bei der Funkenbildung bei Atmosphärendruck in Frage. Güntherschulze.

**James Taylor and Wilfrid Taylor.** A New Form of the High Frequency Electric Discharge. Nature 121, 171—172, 1928, Nr. 3040. Kurzer Bericht über Versuche bei sehr niedrigen Drucken mit Schwingungen der Frequenz 4.10<sup>7</sup> (7 m-Wellen). Bei Drucken von der Größenordnung 10<sup>-3</sup> mm, Verwendung einer großen Glaskugel von 20 cm Durchmesser mit einem Ansatz von 2 cm Durchmesser und äußeren Umhüllungen von Kupferfolie auf dem Ansatz als Elektroden nahm die Entladung zwei deutlich verschiedene Formen an, über die Photographien beigelegt sind. Im ersten Falle füllte die leuchtende Entladung die Kugel völlig aus, im zweiten bei schwächerer Erregung bildete sie eine leuchtende Kugel, die durch einen Dunkelraum von der Glaswand getrennt war. Ein beträchtlicher Teil des Ansatzes war im zweiten Falle vollständig dunkel. Im Magnetfeld zeigten sich ebenfalls ganz verschiedene Effekte. Es ergab sich die Vermutung, daß die Entladung in der Kugel durch das von den Elektroden ausgehende Streufeld unterhalten wird, nachdem sie einmal entstanden ist. Die Anregungsbedingungen sind bei dieser Entladung wahrscheinlich ähnlich wie in der äußeren Sonnenatmosphäre. Verff. hoffen, mit ihrer Hilfe spektrale und chemische Probleme angreifen zu können, denen sich auf andere Weise nicht beikommen läßt.

Güntherschulze

**C. del Rosario.** Low pressure electric discharge. Phys. Rev. (2) 31, 154, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ausdehnung einer früheren Untersuchung mit einem dünnen Draht und konzentrischen Zylindern auf höhere Spannungen,

aber geringere Felder infolge von Verwendung dickerer Drähte. Das Versuchsrohr wurde neu durchkonstruiert, so daß eine bessere Entgasung des Drahtes möglich wurde. Verwandt wurden vier Sorten Wolframdraht von 0,0013 bis 0,0046 cm Durchmesser. Der Druck des Restgases ( $10^{-8}$  mm Hg) und der Grad der Entgasung wurden möglichst konstant gehalten. Es ließ sich dann zeigen, daß die Spannung den Strom mehr bestimmt als das Feld, da die Kurven für die verschiedenen Fäden sich fast zur Deckung bringen lassen, wenn sie als Funktion der Spannung aufgetragen sind, sich dagegen sehr unterscheiden, wenn sie als Funktion des Feldes wiedergegeben sind. In allen Fällen war die Kurve  $\log i$  — Spannung geradlinig und verschob sich parallel zur Spannungsachse nach höheren Spannungen, wenn der Faden stärker ent gast wurde. Die Temperatur des Fadens beeinflußte diese Kurve nur wenig, bis der Thermionenstrom einsetzte.

Güntherschulze.

**G. Balasse.** Étude du spectre continu d'émission produit par la décharge sans électrodes. C. R. 186, 310—311, 1928, Nr. 5. [S. 999.]  
Sewig.

**Georges Simon.** Développement des plaques de Daguerre par pulvérisation de cathode. C. R. 186, 139, 1928, Nr. 3. [S. 1014.]

**Mil. Z. Yovitchitch.** La relation entre l'énergie électrique et le déficit. Bull. de Belg. (5) 13, 371—376, 1927, Nr. 6. [S. 962.] Güntherschulze.

**F. L. Mohler.** Recombination spectra of atomic ions and electrons. Phys. Rev. (2) 31, 187—194, 1928, Nr. 2. [S. 999.] Herzberg.

**Joseph A. Becker and Donald W. Mueller.** On electrical fields near metallic surfaces. Phys. Rev. (2) 31, 308, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wenn ein Elektron ein Oberflächenfeld durchdringen muß, um aus der Oberfläche entweichen zu können, so sollte ein äußeres Feld  $F$  geeigneter Richtung das Oberflächenfeld zum Teil neutralisieren und den Thermionenstrom  $i$  vergrößern. Eine einfache Untersuchung zeigt, daß  $d(\log_{10} i)/dF = (11600/2,3 T) \cdot s$  ist, wo  $T$  die Oberflächentemperatur,  $s$  der Abstand von der Oberfläche ist, an dem das Feld gleich  $F$  ist. Bei reinen Oberflächen ergibt sich die beobachtete Strom-Spannungsbeziehung, wenn die einzige Kraft, die auf das entweichende Elektron wirkt, diese Bildkraft ist. Für zusammengesetzte Oberflächen, wie Thorium auf Wolfram, überlagert sich ein zweites Feld, das durch die adsorbierten Ionen hervorgerufen ist, dem Bildfeld. In der Nähe der Oberfläche ist dieses Adsorptionsfeld sehr groß und hilft den Elektronen beim Entweichen, indem es die Wirkungsfunktion verringert. In größerer Entfernung von der Oberfläche kehrt es sein Vorzeichen um, erreicht ein Maximum und sinkt dann stetig auf Null. Dieses umgekehrte Feld hat merkliche Werte bei überraschend großen Werten von  $s$ . Deshalb ist die  $\log i$  —  $F$ -Kurve für zusammengesetzte Oberflächen steiler als für reine. Güntherschulze.

**R. A. Millikan and C. C. Lauritsen.** Relations of field-currents to thermionic-currents. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 45—49, 1928, Nr. 1. Die Elektronenemission eines erhitzen Drahtes, die durch die Richardsonsche Gleichung:  $i = AT^ne^{-b/T}$  beschrieben wird, findet ein Analogon in der erstmalig von Millikan und Eyring experimentell untersuchten Emission von „Feldelektronen“ aus Drähten ganz oder vorwiegend unter dem Einfluß eines äußeren Feldes. Die aus den Versuchen sich ergebende Tatsache, daß  $i$  über einen Bereich von  $700^\circ$  von der Temperatur unabhängig ist, kann man als Beweis dafür ansehen,

daß Feldelektronen wesentlich keine Thermionen sind. Sämtliche Versuchsreihen zeigten, daß die  $1/F$ , gegen  $\log i$  aufgetragen, gerade Linien bilden, so daß eine gegen den absoluten Nullpunkt streng gültige analoge Gleichung für die Emission von Feldelektronen:  $i = Ce^{-b/F}$  aufgestellt werden kann. Die durch Kombination mit der Richardsonschen Gleichung aufgestellte Beziehung:

$$i = A(T + cF)^n e^{-\frac{b}{T+cF}}$$

enthält außer den beobachtbaren Vorgängen die Grenzfälle der reinen Feld-elektronen ( $T = 0^{\circ}$  K) und Thermionenemission ( $F = 0$ ). Die Anwendung eines äußeren Feldes ist also einer Temperaturerhöhung der Elektronen im Metall äquivalent.

Sewig.

**H. E. Farnsworth.** Secondary electron current as a function of crystalline structure. Phys. Rev. (2) 31, 308, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verschiedene Forscher haben versucht, die Knicke in der Sekundärelektronenkurve eines Metalls mit optischen und Röntgenniveaus der Atome des Metalls in Verbindung zu bringen, doch ohne wesentlichen Erfolg. Verf. zeigt, daß die Knicke in der Sekundärelektronenkurve des Cu im Gebiet 0 bis 40 Volt für die Anordnung der Atome in der Metalloberfläche charakteristisch sind, nicht für die Struktur der Atome selbst. Die Kurve einer Phosphorbronze zeigt nicht die charakteristischen Eigenschaften der für Cu erhaltenen Kurve. Die Kurve einer Antikathode aus einem Kupfereinkristall ist deutlich von der eines polykristallinen Kupfers verschieden.

Güntherschulze.

**C. Davission and L. H. Germer.** Diffraction of electrons by a single layer of gas atoms adsorbed upon a nickel crystal. Phys. Rev. (2) 31, 307, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 967.]

Güntherschulze.

**Charles J. Brasefield.** The magnetic deflection of a luminous canal ray beam in hydrogen. Phys. Rev. (2) 31, 153—154, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Unter günstigen Druckbedingungen ist es möglich, zwei getrennte Strahlen vom Hauptkanalstrahl abzulenken, von denen der eine von  $H_2^+$ , der andere von  $H^+$  herrührt. Eine Messung des Ablenkungswinkels ergibt, daß das  $H^+$ -Ion durch das elektrische Feld als  $H_2^+$  gewandert ist und dann in  $H^+$  und  $H^0$  gespalten wurde, ehe es das Magnetfeld erreichte. Durch Änderung des Druckes kann das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlen in einem weiten Bereich geändert werden. Daraus läßt sich dann ein Wert für die mittlere freie Weglänge des  $H_2^+$ -Ions für seine Dissoziation in  $H^+$  von 0,2 cm bei einem Druck von 0,01 mm berechnen. Das ist ein Siebtel des Wertes der kinetischen Theorie für ein neutrales Wasserstoffmolekül. Weiter ergibt die Rechnung, daß der Weg des  $H^+$ -Ions für Lichtanregung 50mal so lang ist wie der des  $H_2^+$ -Ions.

Güntherschulze.

**George E. Read.** Reflection of positive rays by a platinum surface. Phys. Rev. (2) 31, 155, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Um die Abhängigkeit der Intensität der von metallischen Oberflächen reflektierten oder gestreuten positiven Strahlen vom Einfallswinkel zu untersuchen, wurde eine spektrometerähnliche Anordnung in einem guten Vakuum aufgebaut. Es wurde gefunden, daß langsame Li-Strahlen von einer „reinen“ Pt-Oberfläche nahezu regulär reflektiert wurden. Zusammenhängende Ergebnisse wurden aber nur erhalten, wenn der Pt-Reflektor vor jeder Ablesung wenige Sekunden lang auf Weißglut

erhitzt war. Bei einer heißen Oberfläche ergeben sich die gleichen Ablesungen wie bei einer kalten reinen. Die Intensität des reflektierten Strahles stieg von geringen Werten bei einer beschleunigenden Spannung von 10 Volt bis zu einem Maximum bei 48 Volt und sank dann wieder auf Null bei 500 Volt. Beim Maximum wurde ein großer Bruchteil der auftreffenden Strahlen reflektiert. Die meisten der reflektierten Strahlen hatten mehr als 50 % ihrer Anfangsenergie verloren. Im allgemeinen gilt das gleiche für die Kaliumstrahlen. Der Winkel, bei dem die Reflexion ein Maximum ist, steigt etwas, wenn die Strahlgeschwindigkeit von großen Werten aus verringert wird.

Güntherschulze.

**R. W. Gurney.** Positive ions reflected from a metallic surface. Phys. Rev. (2) 31, 307, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden die Geschwindigkeiten und Intensitäten von K-Ionen, die an einer Pt-Oberfläche gestreut wurden, dadurch gemessen, daß sie durch Spalte in das elektrische und magnetische Feld einer Kammer für positive Strahlen gesandt wurden. Die Ionenquelle war ein Faden nach Kunsman, der auf einem Schliff so angeordnet war, daß die Antikathode unter jedem gewünschten Winkel bombardiert werden konnte. Bei Veränderung der Feldstärke in der Kammer und Auftragung der Intensitäten als Funktion der Feldstärke wird die übliche Spitze gefunden, aus deren Lage sich die Geschwindigkeit der reflektierten Teilchen ergibt. Es ergab sich, daß, wenn die Antikathode kalt war, die Lage der Spitze von der Geschwindigkeit des Primärstrahles fast unabhängig war und daß die gestreuten Ionen nie mehr als wenige Volt Energie hatten, wenn die des Primärstrahles von 8 auf 80 Volt gesteigert wurde. War aber die Antikathode glühend (durch einen Heizstrom), so behielten die gestreuten Teilchen 10 bis 80 % ihrer ursprünglichen Energie, und zwar änderte sich ihre Energie kontinuierlich mit dem Einfallswinkel und war größer für kleinere Glanzwinkel. Bei der Abkühlung der Antikathode kehrte die Spitze sogleich zu ihrer früheren Lage zurück, vermutlich infolge Befleckung der Oberfläche mit Fettdämpfen aus dem Schliff.

Güntherschulze.

**Consigny.** Influence des écrans métalliques sur la forme des courbes d'ionisation des rayons alpha. C. R. 182, 1614—1616, 1926, Nr. 26. Nach Bragg und Kleeman besteht der Einfluß eines Absorptionsschirmes auf die Ionisationskurve in einer Parallelverschiebung zur Reichweiteachse, was aber nicht exakt zutrifft. Nach Untersuchungen von Bianu ist der Abstand zwischen dem Maximum und der äußersten Reichweite (bei welcher Ionisation noch nachweisbar ist) proportional der Dicke der absorbierenden Schicht. Bei gleichbleibender Schichtdicke wächst er mit dem Atomgewicht. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß eines Absorptionsschirmes auf die Ionisation-Reichweitekurve untersucht. Die Deformationen der Kurve erklären sich dadurch, daß der Schirm nicht die Geschwindigkeiten aller  $\alpha$ -Strahlen um denselben Betrag herabsetzt. Es wird versucht, diesen Vorgang durch ein Wahrscheinlichkeitsgesetz zu erfassen.

Sewig.

**J. Consigny.** Pouvoir d'arrêt de quelques métaux pour les rayons alpha. C. R. 183, 127—129, 1926, Nr. 2. Die Angaben verschiedener Beobachter über die Reichweiten von  $\alpha$ -Strahlen stehen in schlechter Übereinstimmung, weil sie meistens Mittelwerte über verschieden verteilte Geschwindigkeiten enthalten. Die nach dem Vorgang von Glasson gezeichneten Kurven, die den Logarithmus der Reichweite in Abhängigkeit vom Logarithmus der Atomnummer darstellen, sind mit großer Näherung gerade Linien.

Sewig.

**H. Greinacher.** Die Leuchtanregung der Gase durch  $\alpha$ -Strahlen. Z. f. Phys. 47, 344—356, 1928, Nr. 5/6. Ein Vergleich der Intensität des von  $\alpha$ -Strahlen angeregten Leuchtens in Luft,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2$  bei Anlegung eines äußeren elektrischen Feldes mit der ohne dieses Feld ergibt keinen merklichen Unterschied. Daraus folgt, daß für diese Gase das Leuchten der Hauptache nach nicht durch die Wiedervereinigung der Ionen zustande kommt. Die Intensität des Leuchtens nimmt in der Reihenfolge: Luft,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  ab und ist für Wasserstoff und Luft nahezu gleich groß im scheinbaren Gegensatz zu einer Beobachtung von Walter. Bei derselben Anordnung wie bei Walter ergeben sich jedoch dieselben Resultate. Da der wesentliche Unterschied der beiden Anordnungen in der Zwischenschaltung einer Quarzplatte besteht, wird geschlossen, daß in Wasserstoff besonders ultraviolettes Leuchten angeregt wird. Dies ist aber sehr wahrscheinlich, sei es, daß die ultravioletten Banden oder das kontinuierliche Spektrum des Wasserstoffmoleküls stark angeregt werden. Nach Ansicht des Verf. hat letztere im Hinblick auf die vom Ref. vorgeschlagene Deutung dieses Kontinuums eine besondere Wahrscheinlichkeit für sich, denn nach dieser sind die zweifellos gebildeten  $\text{H}_2^+$ -Ionen gerade für die Emission des Kontinuums wesentlich. Die vom Verf. angeführte Schwierigkeit, daß die Leuchttintensität mit und ohne Feld genau dieselbe ist, scheint nach dem Ref. nicht zu bestehen, denn die  $\text{H}_2^+$ -Ionen werden, auch wenn sie unter der Wirkung des Feldes stehen, alsbald mit  $\text{H}_2$ -Molekülen zusammenstoßen und dann zur Emission des Kontinuums Veranlassung geben. Der gemessene Ionenstrom würde danach in den sekundär gebildeten  $\text{H}_2^+$ -Ionen bestehen. Anschließend werden noch die Energie- und Stoßverhältnisse bei den  $\alpha$ -Partikeln im Hinblick auf die behandelten Erscheinungen betrachtet.

G. Herzberg

**Hans Ziegert.** Die genaue Messung der von einem einzelnen  $\alpha$ -Teilchen erzeugten Ionenmengen und der Nachweis neuer Aktivitäten. ZS. f. Phys. 46, 668—715, 1928, Nr. 9/10. Aus der Zusammenfassung des Autors: Die mittels Hoffmannschen Duantenelektrometers (angewandte Empfindlichkeit 1 mm  $\sim$  6740 Ionen) photographisch registrierten, mit einer neuartigen Meßmaschine einzeln ausgemessenen Stöße (Ionisierungseffekt des einzelnen  $\alpha$ -Teilchens) von  $\text{U}_1$  und  $\text{U}_{\text{II}}$  und Ra geben bei statistischer Verwertung und Berücksichtigung der Jafféschen Sättigungstheorie die auf 1% genauen Ionisierungszahlen (für Luft von 0° und 760 mm):  $k_{\text{U}_1} = 1,16 \cdot 10^4$ ,  $k_{\text{U}_{\text{II}}} = 1,29 \cdot 10^5$ ,  $k_{\text{Ra}} = 1,36 \cdot 10^5$ . Hieraus folgt für die Fundamentalkonstante  $z = 3,71 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -Teilchen pro Gramm Ra und Sekunde (in ausgezeichneten Übereinstimmung mit den Angaben von Fonovits-Smerek er einerseits, von Hess-Lawson andererseits). Unter Zugrundelegung der daraus berechneten Ionenzahlen aller  $\alpha$ -Strahler der U-Ra-Reihe wird die Stoßhäufigkeitsverteilung in Metallhohlkugeln als Funktion der Ionenmenge (als Funktion von  $k$ ) studiert. Bei Kupfer und Zink ist eine Eigenaktivität nicht feststellbar. Registrierungen von Rückständen und Niederschlägen aus Zinklösungen ergeben mit Sicherheit die Existenz neuer Aktivitäten mit den Ionenmengen:  $k = 0,42, 0,69, 1,01 \cdot 10^5$ , deren Einordnung in das bisherige System Schwierigkeiten macht. Der Radiumgehalt bei Al, Cu, Zn und altem Blei erweist sich von der Größenordnung  $10^{-14}$  g Ra pro Gramm Metall.

K. W. F. Kohlrausch

**P. M. S. Blackett and E. P. Hudson.** The Elasticity of the Collisions of Alpha Particles with Hydrogen Nuclei. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 124—130, 1927, Nr. 776. An zwei besonders gut gelungenen Wilsonaufnahmen von sehr engen Stößen zwischen  $\alpha$ -Teilchen und Wasserstoffkernen wird gezeigt,

daß die Stöße elastisch verlaufen. Die Genauigkeit der Messungen ist dadurch charakterisiert, daß der kleinste noch merkbare Energieverlust etwa 1,3 % der Endenergie des H-Strahles ausmacht.

K. W. F. Kohlrausch.

**J. d'Espine.** Sur la ralentissement des rayons  $\beta$  par la matière. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 502—507, 1927, Nr. 12. Etwas ausführlichere Mitteilung über die in diesen Ber. 7, 1153, 1926 bereits besprochenen Versuche.

K. W. F. Kohlrausch.

**J. H. J. Poole.** The Action of Heat on Pleochroic Halos. Phil. Mag. (7) 5, 132—141, 1928, Nr. 27. Durch Erwärmen verschiedener Sorten von Glimmer mit pleochroitischen Höfen wird gezeigt, daß diese Höfe nicht so, wie dies bei radioaktiv gefärbtem Glase der Fall ist, durch Farbenumkehr verschwinden, sondern dadurch, daß die Umgebung der Höfe bei 600 bis 700° ebenso undurchsichtig wird, wie die Höfe selbst. Da mit der durch Temperaturerhöhung bewirkten Schwärzung parallel ein deutlich nachweisbarer Gewichtsverlust des Glimmers geht, der mit Wasserabgabe und Brüchigwerden verbunden ist, so wird als Mechanismus für die Entstehung der Haloerscheinung die Einwirkung der von eingeschlossenen aktiven Kernen kommenden  $\alpha$ -Strahlung auf den (hohen) Wassergehalt des Glimmers vorgeschlagen. Gestützt wird diese Auffassung dadurch, daß z. B. in wasserfreien Mineralien keine Höfe entstehen; aber auch in wasserhaltigen Mineralien nicht, wenn diese durch Erhitzen nicht wasserfrei gemacht werden können.

K. W. F. Kohlrausch.

**J. H. J. Poole.** Note on the Formation of Pleochroic Halos in Biotite. Phil. Mag. (7) 5, 444, 1928, Nr. 28. In Ergänzung zu der vorstehend referierten Arbeit des gleichen Verf. über den Einfluß der Erwärmung auf die pleochroitischen Höfe wird hier in einer kurzen Notiz ein Entstehungsmechanismus für solche Höfe vorgeschlagen. Die  $\alpha$ -Teilchen zersetzen das im Glimmer enthaltene Wasser, wobei der entstehende Sauerstoff von den im Biotit enthaltenen Ferroverbindungen aufgenommen wird, wodurch die stärker gefärbten Ferrisalze entstehen. Dasselbe ist durch starkes Erhitzen zu erreichen, wobei Wasser verdampft und dann die Oxydation durch die hohen Temperaturen (600 bis 700°, also oberhalb der kritischen Temperatur des Wasserdampfes) erzwungen wird.

K. W. F. Kohlrausch.

**A. Šubnikov.** Un tube nouveau de Roentgen pour l'analyse des structures cristallines. Bull. Russ. 1927, S. 408, Nr. 24. Güntherschulze.

**A. H. Compton, K. N. Mathur and H. R. Sarna.** An attempt to find a unidirectional effect of x-ray photons. Phys. Rev. (2) 31, 159, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die gerichtete Emission von Photoelektronen durch polarisierte Röntgenstrahlen führt zu der Annahme, daß jedes Photon in einer Vorzugsrichtung auf ein Elektron wirkt, und daß diese Richtung fest bleibt, wenn sich das Photon durch den Raum bewegt. Es schien möglich, daß Röntgenimpulse, die durch den Aufprall von Kathodenteilchen auf eine Antikathode erzeugt werden, mehr Photonen emittieren, die in der elektrischen Achse antiparallel zum Kathodenstrahl sind als parallel dazu, entsprechend dem Stokeschen Impuls in einer Richtung. Es wäre dann zu erwarten, daß mehr Photoelektronen parallel zur Kathode als antiparallel emittiert würden. Diese Vermutung wurde dadurch geprüft, daß ein enges Band von Röntgenstrahlen von der Wolframantikathode einer Coolidge-Röhre mitten zwischen zwei Drahtnetzen hindurchgeschickt wurde, die eine Ionisationskammer in zwei Teile teilten. Der eine Teil nahm die parallel, der andere die antiparallel zum Kathodenstrahl emittierten

Elektronen auf. Anfangs schien ein Effekt vorhanden zu sein; durch Verfeinerung der Versuchsbedingungen gelang es jedoch festzustellen, daß der Unterschied, wenn vorhanden, kleiner als  $2^{\circ}/\text{oo}$  ist.

Güntherschulz

**H. R. Woltjer.** Magnetic researches. XXVII. Magnetic properties of some paramagnetic chlorides at low temperatures. Comm. Leiden Nr. 173b, S. 11—19, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 536—544 1925, Nr. 6; diese Ber. 7, 1080, 1926.

Schee

**H. R. Woltjer and H. Kamerlingh Onnes.** Further experiments with liquid helium. Z. Magnetic researches. XXVIII. Magnetisation of anhydrous  $\text{CrCl}_3$ ,  $\text{CoCl}_2$  and  $\text{NiCl}_2$  at very low temperatures. Comm. Leiden Nr. 173c, S. 23—29, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 544—549, 1925, Nr. 6; diese Ber. 7, 1080, 1926.

Schee

**K. J. Miller.** Magnetic properties of evaporated films of nickel. Phys. Rev. (2) 31, 149, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden Nickelfolien auf Aluminiumfolie durch die Verdampfung eines weißglühenden Nickeldrahtes bei Drucken von weniger als  $4 \cdot 10^{-4}$  mm Quecksilber erzeugt und nach einer ballistischen Methode in Feldern bis 167 Gauß untersucht. Die Temperaturen der Aluminiumfolie lagen zwischen 100 und  $250^{\circ}\text{C}$ . Die Koerzitivkraft erreicht einen annähernd dreimal so großen Wert, wie der des hartgezogenen Nickeldrahtes, aus dem die Folien hergestellt waren. Sie nahm mit der während der Bildung der Folie herrschenden Temperatur der Unterlage zu. Mit zunehmender Foliendicke nahm ihre Koerzitivkraft ab. Doch wurde bis zur Dicke von 331 m keine kritische Dicke gefunden. Die Remanenz betrug bis zu 60 % und hing deutlich von der Niederschlagstemperatur, nicht dagegen von der Schichtdicke ab. Die Ergebnisse führen auf eine Strukturverschiedenheit zwischen diesen Folien und massivem Metall, die wahrscheinlich in Verschiedenheit der Kristallgröße besteht.

Güntherschulz

**Z. Leebin.** On certain Cases of the Ordinary and the „Contrary“ Skin effect. Journ. Applied Phys. 4, 45—66, 1927, Nr. 3. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.) Rechnungen über den Skineffekt in einem zylindrischen Draht von konstantem Querschnitt, dessen Radius sehr klein im Vergleich zum Krümmungsradius des Drahtes und der außer dem eigenen Magnetfeld noch einem fremden Magnetfeld ausgesetzt ist.

Güntherschulz

**K. K. Smith and H. M. O'Bryan.** Comparison of Corbino and Hall effect in silver and brass. Phys. Rev. (2) 31, 149, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Corbinoeffekt, gemessen durch das Drehmoment einer Kreisscheibe, die einen Radialstrom in einem Magnetfeld führte, gab einen Koeffizienten  $B$  von der gleichen Größenordnung wie  $R/\varrho$ , wo  $R$  der Koeffizient des Halleffektes und  $\varrho$  der spezifische Widerstand ist. Aber für jedes untersuchte Metall war  $B$  beträchtlich kleiner als  $R/\varrho$ . Es wurde deshalb die Meßmethode des Corbinoeffektes verbessert, um zu sehen, ob diese Abweichung reell ist. Es wird darauf die Scheibe wirkende Drehmoment dadurch kompensiert, daß ein regelbarer Strom durch eine Anzahl Windungen isolierten Drahtes geschickt wird, die die Scheibe umhüllen. Der Strom wird durch zwei Paar Spiralen von Silberbändern zu- und abgeführt. In Feldern von 8880 bis 10100 Gauß ist  $E$  für Silber  $-5,9 \cdot 10^{-7}$  und  $-5,8 \cdot 10^{-7}$ . Mit einer rechteckigen Silberplatte ergibt sich nach der von Heaps angegebenen Methode für den Halleffekt  $E = -5,0 \cdot 10^{-7}$  und

$R = -8,6 \cdot 10^{-4}$ , was gut mit den sonstigen Messungen des Halleffektes übereinstimmt. Die Kombination dieses Wertes mit dem Mittelwert von  $E$  ergibt für  $R/E$  den Wert  $1,5 \cdot 10^3$ , was annähernd gleich dem  $\varrho$ -Wert des Silbers ist. Ebenso zeigen Messungen an rechteckigen Platten von Messing, daß die theoretische Beziehung erfüllt ist.

Güntherschulze.

**J. A. Eldridge.** Note on the theory of the longitudinal Hall effect. Phys. Rev. (2) 31, 161, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird auf eine einfache elektrodynamische Betrachtung aufmerksam gemacht, die in der Regel bei der Theorie des longitudinalen Halleffektes übersehen wird. Wenn man die Deformation des elektrischen Feldes durch den Halleffekt, die daraus folgende Zunahme des Feldes und die Zunahme des Stromes, die sich durch die vektorielle Addition des Halleffektes zu dem durch dieses Feld gegebenen ins Auge faßt, so ergibt die kinetische Theorie eine Widerstandsabnahme, was zum Versuch im Widerspruch steht.

Güntherschulze.

**G. W. Schneider.** Resistance change of bismuth single crystals in a longitudinal magnetic field. Phys. Rev. (2) 31, 149—150, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Widerstandsänderung von Wismuteinkristalldrähten in einem longitudinalen Magnetfeld ist annähernd der zweiten Potenz der Feldstärke zwischen 0 und 3500 Gauß proportional. Bei konstanter Feldstärke (3480 Gauß) zeigt die Widerstandsänderung als Funktion der Kristallorientierung Maxima bei  $60$  und  $80^\circ$  und Minima bei  $0$ ,  $73$  und  $90^\circ$  Winkel zwischen vertikaler Achse und Drahtachse. Der spezifische Widerstand gehorcht der Voigt-Thomson'schen Beziehung.

Güntherschulze.

**W. Kondoguri.** Einfluß des elektrischen und magnetischen Feldes auf die Kristallisation unterkühlter Flüssigkeiten. ZS. f. Phys. 47, 589—601, 1928, Nr. 7/8. [S. 962.]

Stuart.

**J. Hollingworth and R. Naismith.** Polarisation of Radio Waves. Nature 121, 171, 1928, Nr. 3040. Bei Versuchen mit langen Wellen (14350 m), bei denen die von St. Assise gegebenen Zeichen von zwei Stationen, Slough und Aberdeen, in rund 400 und 1000 km Entfernung von einer Stunde vor bis eine Stunde nach Sonnenaufgang beobachtet wurden, zeigte sich, daß vor Sonnenaufgang die an der näheren Station ankommende Welle eben polarisiert und daß die Polarisationsebene im Uhrzeigersinn verdreht ist, wenn man in der Wellenrichtung sieht, während sie auf der entfernteren Station entgegen der Uhr gedreht ist. Zur Zeit des Sonnenaufgangs sind beide Abnormitäten verschwunden, und in manchen Fällen scheint auf der näheren Station die räumliche Welle überhaupt verschwunden zu sein. Eine halbe Stunde später erscheint sie jedoch wieder auf der näheren Station, aber diesmal mit Linkspolarisation. So bleibt sie mit wechselnder Intensität den ganzen Tag, bis gegen Abend wieder die rechts polarisierte Welle auftritt. Ferner ließ sich zeigen, daß die in der fernen Station ankommende Welle praktisch mit dem gleichen Erhebungswinkel von der Sendestation ausgegangen ist wie die Welle der nahen Station und daß der Auffallwinkel in der fernen Station verhältnismäßig steil ist. Daß es sich dabei um eine doppelt reflektierte Welle handelt, ist nach den näheren Umständen sehr unwahrscheinlich. Vielmehr scheint es sich um eine Art Doppelbrechung zu handeln. Güntherschulze.

**Giorgina Madia.** Le forze elettromotrici nella teoria dinamica dell'elettromagnetismo. Cim. (N. S.) 4, 289—295, 1927, Nr. 6. Eine kritische

Untersuchung über Maxwell's „dynamische Theorie des Elektromagnetismus“ aus der hervorgeht, daß die Anwendung der Lagrangeschen Gleichungen zum Berechnung der induzierten elektromotorischen Kräfte nicht notwendig ist, daß vielmehr die Energiebeziehung allein schon hinreicht. *K. Przibram.*

**T. L. Eckersley.** The Scattering of Wireless Waves. *Nature* **121**, 245, 1928, Nr. 3042. Aus Beobachtungen über die Zerstreuung von kurzen Wellen in den oberen Schichten der Atmosphäre scheint hervorzugehen, daß die Heavisideschicht keineswegs eine gleichmäßig verteilte ionisierte Schicht darstellt. Vielmehr soll sie aus einzelnen ionisierten „Wolken“ bestehen, deren Abmessungen klein sind im Verhältnis zu der Länge der kleinsten Wellen, an denen beobachtet wurde. *Sewig.*

**L. Sackmann.** Étude du four électrique à haute fréquence. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **9**, 13 S., 1928, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 255.] [S. 1024.] *C. Müller.*

Safety rules for radio installations. *Handbook Bur. of Stand.* Nr. 9, 24 S., 1926.

**Roger S. Strout.** The temperature coefficient of oscillating quartz plates. *Phys. Rev.* (2) **31**, 156, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 959.]

*Güntherschulze.*

**G. Schweikert.** Berechnung eines elektromagnetischen Lautsprecher-systems. *ZS. f. Fernmeldetechn.* **9**, 1—5, 1928, Nr. 1. Ein in einer früheren Veröffentlichung (Funk 1927, S. 421, Nr. 30) beschriebenes Lautsprecher-system wird theoretisch untersucht. Auf dem einen Pol eines permanenten Hufeisenmagnets sind zwei mit Spulen versehene Polschuhe aufgesetzt, zwischen denen eine am zweiten Pol befestigte einstellbare federnde Zunge schwingt, die ihre Bewegungen in üblicher Weise auf eine Großflächenmembran überträgt. Die praktisch wichtigen Bedingungen für die zugleich lautstärkste und klangreinste Wiedergabe werden festgelegt und Wege zur Ermittlung der praktisch wichtigen Größen angegeben. *Sewig.*

**Quirino Majorana.** Su di un nuovo metodo di telefonia ottica con luce ordinaria o con luce ultravioletta. *Cim. (N. S.)* **4**, 337—342, 1927, Nr. 8. [S. 995.] *Güntherschulze.*

**Ernst Hueter.** Über Fernhörer, insbesondere lautsprechende Fernhörer. *Dissertationsauszug Technische Hochschule Darmstadt* 1925, 7 S. [S. 945.] *Alberti.*

**Rud. Fiedler.** Die Drahtleitung als Übertragungsorgan für Rundfunkdarbietungen. *S.-A. Telegr. u. Fernsprechtechn.* 1926, S. 129—140.

*Scheel.*

**E. A. Guillemin.** Approximate Solution for Electrical Networks When These are Highly Oscillatory. *Journ. Amer. Inst. Electr. Eng.* **47**, 36—40, 1928, Nr. 1. Die allgemeine Lösung der Gleichungen eines leicht gedämpften Verteilungsnetzes wird aus der Lösung eines ungedämpften durch Reihenentwicklung abgeleitet. Im ersten Teil wird eine Methode zur Auswertung der komplexen Wurzeln der Bestimmungsgleichung gegeben, im zweiten gezeigt, wie die Erweiterung des ersten Teiles mit der Heavisideformel verknüpft werden kann, um die vollständig angenäherte Lösung zu gewinnen. Ein Beispiel verdeutlicht die Anwendung des Verfahrens. *Güntherschulze.*

**H. Stäger.** Einige Bemerkungen zur Transformatorenölfrage. Elektrot. ZS. 49, 138—140, 1928, Nr. 4. *Güntherschulze.*

**H. Hemmeler.** Zur Klärung des Streubegriffs. Arch. f. Elektrot. 18, 32—40, 167—174, 1927, Nr. 1 u. 2. Druckfehlerberichtigung ebenda S. 374, Nr. 4. Im ersten Teil der Arbeit wird eine zusammenfassende Theorie der Streuung gegeben unter der Annahme, daß die Teilstreuung willkürlich ist. Im zweiten Teil werden einige Kreisdiagramme unter Zuhilfenahme einer willkürlichen Zerlegung der Gesamtstreuung abgeleitet. *Sewig.*

**A. Clausing und P. Müller.** Über Rundfunkstörungen durch Straßenbahnen und deren Beseitigung. Elektrot. ZS. 49, 178—180, 1928, Nr. 5. Es werden die durch Funkenbildung am Fahrdräht der elektrischen Straßenbahn erzeugten Hochfrequenzstörungen hinter einem Rundfunkgerät oszillographisch aufgezeichnet und ihre Größe in Abhängigkeit vom Bügelmaterial und der Fahrstromstärke ermittelt. Stromabnehmer mit Kohlenschleifstücken geben die kleinsten Störungen. *Güntherschulze.*

**Ernst Weber.** Die magnetischen Felder in leerlaufenden Synchronmaschinen. Arch. f. Elektrot. 19, 193—233, 1927, Nr. 2. Die magnetische Gleichartigkeit moderner Synchronmaschinen gestattet es, eine Normal-Leerlaufcharakteristik aufzustellen, die einen sehr guten Mittelwert sowohl für Schenkel- als auch für Nutpolmaschinen darstellt und den Zusammenhang zwischen Ständerspannung und Erregerstrom typisiert. Der mathematische Ausdruck für die Leerlaufcharakteristik ist gegeben durch die Exponentialfunktion:

$$\frac{E}{E_n} = 1,584 \left( 1 - e^{-\frac{i}{i_n}} \right).$$

Mit Hilfe dieser Normal-Leerlaufcharakteristik werden die mittleren Feldkurven unter der Voraussetzung ungenuteter Eisenkörper im Ständer und Läufer für die Schenkel- und die Nutpolmaschine berechnet. Bei der harmonischen Analyse zeigt sich die günstige Einwirkung des verlaufenden Luftpaltes bei den Schenkelpolmaschinen. Sodann wird der Einfluß der Läufermutung in Nutpolmaschinen und die Ständernutung in Schenkelpolmaschinen untersucht. Die allgemeine Feldkurve wird für Nutpolmaschinen durch die harmonischen Wellen der Ordnungen 1, 3, 5, 7, (2Z — 2), (2Z — 1), 2Z, (2Z + 1), (2Z + 2) charakterisiert, während für Schenkelpolmaschinen die Wellen 1, 3, 5, (2Z — 2), 2Z, (2Z + 2) kennzeichnend sind, wenn Z die Nutenzahl je Pol im Läufer und 3 jene im Ständer angibt. *H. E. Linckh.*

**Alexander Smouloff and Leo Mashkileison.** Influence of Internal Vacua and Ionization on the Life of Paper Insulated High-Tension Cables. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 47, 29—35, 1928, Nr. 1. In einem Kabel können innere „Vakua“ von der Größenordnung 350 bis 400 mm Quecksilberdruck unter dem Einfluß von Temperaturänderungen und Luftionisation erscheinen. Durch sie kann die Lebensdauer eines Kabels merklich verkürzt werden. Luft kann sich leicht längs der Kabelseele und in ihrem Innern ausbreiten. Zur Verhinderung der gefährlichen Wirkung innerer Vakua werden folgende Maßnahmen empfohlen: Verwendung chemisch stabiler Verbindungen; Anordnung von

Luftkanälen im Innern des Kabels zur Aufrechterhaltung des Atmosphärendruckes in seinem Innern; Hineinpumpen von trockener Luft in das Kabel, um den Druck im Kabel höher zu halten als in der Atmosphäre; Ausfüllen des Kabels mit Transformatoröl, das unter Druck an den Verbindungsstellen des Kabels eingefüllt wird.

Güntherschulze.

**Gustav Kubach.** Messungen von Koronaverlusten. Dissertation Technische Hochschule Darmstadt 1927, 27 S. Messung von Koronaverlusten mit Hilfe eines Petersenschen Zylinderkondensators in der Hochspannungsbrücke mit Vibrationsgalvanometer als Nullinstrument. Die Messungen werden durch ein Dynamometer in besonderer Kunstschaltung kontrolliert, bei welchem der Einfluß höherer harmonischer Schwingungen weitgehend ausgeschaltet ist. Die Übereinstimmung beider Verfahren ist gut. Die von Peek gefundene quadratische Abhängigkeit der Verluste von der Spannung wird auch vom Verf. noch einmal bestätigt. Abgesehen von den Hohlseilen stimmt auch die gemessene Spannung  $E_0$  des Einsetzens der Glimmverluste mit der nach Peek errechneten überein. Doch ergeben sich nach Peek höhere Verluste als nach den Messungen des Verf., die vielleicht auf die Form der verwandten Spannungskurve zurückzuführen sind.

Güntherschulze.

**Willy Sahland.** Anfangsspannungen für Mehrfachelektroden in Luft. Arch. f. Elektrot. 19, 145—192, 1927, Nr. 2. Verf. maß die Durchbruchsfeldstärken der Luft zwischen Plattenelektroden im homogenen Felde bei 0,1 bis 1 cm Schlagweite und berechnete aus Messungen die Durchbruchsfeldstärken für zwei gleiche Kugeln von 0,5 und 0,4 cm Radius und für zwei gleiche Drähte von 0,2 und 0,045 cm Radius bei Erdung eines Poles bei Schlagweiten von 0,1 bis 2,5 cm. Weiter wurden die Anfangsspannungen für eine gegen mehrere Elektroden gemessen. Bei Erdung der Mehrfachelektroden sinkt die Anfangsspannung, wenn bei Kugeln die Schlagweiten kleiner als 0,5 cm, bei Drähten kleiner als 0,3 cm sind. Bei Erdung der Einzelelektrode fällt die Anfangsspannung langsamer als im ersten Falle. Bei Schlagweiten von mehr als 1,5 cm zeigen sich auffallende Schwankungen. Bei je drei einander gegenüberstehenden Elektroden, und zwar Kugeln von 10 mm Durchmesser und Drähten von 4 mm Durchmesser erhöht sich bei größeren Schlagweiten die Anfangsspannung gegenüber der von Einzelelektroden. Mit zunehmendem Abstand der Elektroden einer Seite sinkt sie besonders bei größeren Schlagweiten. Bei kammartigen Elektroden zeigte sich bei parallelen Kämmen beim Übergang von zwei auf drei Zinken eine mit der Schlagweite wachsende geringe Zunahme der Anfangsspannung, wenn die Schlagweite größer als 5 mm war. Eine weitere Spannungserhöhung zeigte sich bei Schlagweiten von mehr als 15 mm erst bei einer großen Elektrodenzahl und kleinen Elektrodenradien. Bei senkrechter Anordnung tritt eine Spannungserhöhung schon früher auf. Die Bevorzugung einzelner Elektroden setzt die Anfangsspannung herab. Für unterteilte Zylinder gegenüber einer Platte bewirken das Größerwerden des Luftzwischenraumes und die scharfen Kanten eine Spannungsherabsetzung. Eine größere Anzahl verschiedener Einzelbeobachtungen müssen im Original nachgelesen werden.

Güntherschulze.

**A. Joffé.** Mechanische und elektrische Festigkeit und Molekularkräfte. Phys. ZS. 28, 911—916, 1927, Nr. 24. [S. 935.]

Karagunis.

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**I. Plotnikov.** Sur une méthode nouvelle pour la démonstration de la pression de la lumière. Arch. chim. et pharm. 2, 2—6, 1928, Nr. 1. (Russisch mit französischer Zusammenfassung.) Nach einer kurzen Übersicht über die bisherigen Versuche, den Lichtdruck zu demonstrieren, gibt der Verf. folgendes Verfahren an: Man lasse die Sporen von *Bovista lycoperdon* in einem evakuierten Rohre fallen. Durch Belichtung mit mehreren Millionen Hefnerkerzen werden die Sporen aus ihrer vertikalen Fallbahn abgelenkt und fliegen mit geringer Geschwindigkeit auf einem parabolischen Wege. Die Demonstration läßt sich leicht vor einem Auditorium ausführen. Güntherschulze.

**Ludwik Silberstein.** Vectorial treatment of refraction of skew rays by a prism. Journ. Opt. Soc. Amer. 16, 88—91, 1928, Nr. 2. Die Ableitung der Brechung durch ein Prisma für den allgemeinen Fall schief (nicht senkrecht zur Prismenkante) einfallender Strahlen ist in den üblichen Darstellungen recht umständlich. Verf. schlägt eine vektorielle Behandlung vor, die den Vorteil beträchtlicher Vereinfachung bietet. K. L. Wolf.

**F. Paul Liesegang.** Die Bewegungsstereoskopie. S.-A. Naturw. Monatsh. 23, 140—146, 1926, Nr. 3. Scheel.

**Quirino Majorana.** Su di un nuovo metodo di telefonia ottica con luce ordinaria o con luce ultravioletta. Cim. (N. S.) 4, 337—342, 1927, Nr. 8. Beschreibung einer neuen Methode optischer Telephonie mit gewöhnlichem und mit ultraviolettem Lichte. Gesandt wird die Strahlung einer durch das Mikrofon gesteuerten Quecksilberquarzlampe, empfangen mit der üblichen Photozelle. Es gelang, mit der Anordnung in der Nähe von Bologna auf eine Entfernung von 19,2 km gut zu telefonieren. Güntherschulze.

**Carleton C. Murdock.** The resolving power of an octahedral crystal for x-rays. Phys. Rev. (2) 31, 304, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Untersuchung der Beziehung zwischen der Größe oktaedrischer Kristalle und der Breite der Linien in Röntgenspektrogrammen zeigt, daß die Halbbreite  $B$  einer Linie durch eine Gleichung der gleichen Form dargestellt wird wie die von Scherrer für kubische Kristalle entwickelte:  $B = K \lambda/D \cos(\vartheta/2)$ , wo  $\lambda$  die Wellenlänge der benutzten Röntgenstrahlen,  $\vartheta$  der Beugungswinkel und  $D$  die Länge des Kristalls zwischen den gegenüberliegenden Ecken ist.  $K$  ist ein Zahlenwert etwa von der Größe 1,6. Sein Wert ist eine Funktion des Index der Spektrallinie. Verschiedene Forscher haben die Gleichung von Scherrer zur Ermittlung der Größe kolloidalen Teilchen von Stoffen, wie Gold oder Platin, benutzt, die in der Regel oktaedrisch kristallisieren. Wird jedoch unter Berücksichtigung dieser oktaedrischen Form das Ergebnis nachgerechnet, so ergeben sich 20 % geringere Werte, als wenn die Kristalle als Kuben angesehen werden. Güntherschulze.

**H. Dewhurst.** A rapid bolometer made by sputtering on thin films. Proc. Phys. Soc. 39, 39—78, 1926, Nr. 1. Der Verf. beschreibt Verfahren zur Gewinnung dünner Kollodiumfilmschichten von etwa  $1 \mu$  Dicke aus alkoholischer und ätherischer Lösung durch Aufgießen auf Quecksilberoberflächen und ihre Verwertung als Träger für dünne Metallschichten, die durch Kathodenzerstäubung für bolometrische und thermoelektrische Zwecke hergestellt werden. Bezüglich der zahlreichen Einzelheiten der Zerstäubungsapparaturen und Einrichtungen

zur Widerstandsmessung usw. muß auf das Original verwiesen werden. Der Verf. hat seine Versuche auf 25 Metalle ausgedehnt, bezüglich deren Eignung zu Niederschlägen er die nachstehende Tabelle angibt (vgl. hiermit die quantitativen Ergebnisse von Güntherschulze, ZS. f. Phys. 36, 563; 38, 575, 1926):

Verdampft	Geschmolzen	Dicke Niederschläge sind		Dünne Niederschläge	Nur sehr schwache Schichten	Keine nennenswerten Niederschläge
		leicht	weniger leicht			
		erhältlich				
Hg	Woods Metall	Bi Bi-Legierungen Au Pt Ag Pb Cu	Cd Ni Tl Te Co	Ir Sn Pd	Mn Cr Zn Fe As	W Al Se

Von Bedeutung ist auch, daß beim Niederschlagen auf andersartigen Metallschichten für den Kontakt der Charakter des Grundmetalls eine wesentliche Rolle spielt. Die Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes der so gewonnenen, teilweise sehr dünnen, bis auf 0,000007 mm Dicke geschätzten Schichten waren gegenüber dem kompakten Material stark vermindert. Am höchsten wurde der Temperaturkoeffizient bei den nachfolgenden vier Metallen gefunden: Blei + 0,0018, Thallium + 0,0012, Wismut — 0,0011, Gold + 0,00072. Beim Berußen der Oberflächen in der Flamme traten starke dauernde Widerstands erhöhungen auf, ebenso anfänglich nach dem Lagern. Die bolometrische Empfindlichkeit dieser Schichten war gegenüber einem nach dem Wollastonverfahren hergestellten Lummer-Kurlbaum-Platinbolometer stark herabgesetzt, die Einstellgeschwindigkeit hingegen umgekehrt vermehrt (bis auf das 3,4fache). Versuche, mit Hilfe der Zerstäubung durch überlapptes Niederschlagen zweier Metalle auf Kollodiumschichten als Träger Thermoelemente geringer Masse zu gewinnen (wie dies vom Ref. an Kombinationsschichten aus 0,05  $\mu$  Au und Ni ohne Hilfs tragschicht erfolgreich durchgeführt war; vgl. ZS. f. Instrkde. 46, 176, 1926), haben nicht voll befriedigende Resultate ergeben.

C. Müller.

**André Féry.** Étude de la variation de la résistivité des couches minces de platine en fonction de leur épaisseur et de l'influence des corps oxygénés sur de semblables résistances. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 38—48, 1928, Nr. 1. [S. 979.] C. Müller.

**Roger M. Morrow.** The diffraction of x-rays in liquid normal monobasic fatty acids. Phys. Rev. (2) 31, 159—160, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) 11 normale einbasische Fettsäuren wurden im flüssigen Zustand mit Mo  $K\alpha$ -Strahlung untersucht. Die Ergebnisse sind ähnlich denen, die Stewart und Morrow kürzlich über die flüssigen primären Alkohole mitteilten. Durch die Anwendung des Braggschen Gesetzes werden zwei Abstände gefunden, von denen der eine der seitliche Abstand der Moleküle ist, die in parallelen kollinearischen Ketten liegen, der andere der Abstand der Ebenen, die quer durch die Ketten gehen und die Beugungszentren der Moleküle enthalten. Der erste Abstand beträgt für die Stoffe, die mehr als fünf Kohleatome im Molekül haben, 4,55 Å, was mit den von Stewart und Morrow für primäre n-Alkohole gefundenen

Werten und mit der Untersuchung von Adam über monomolekulare Schichten übereinstimmt. Die Längsabstände ändern sich linear mit dem Kohlenstoffgehalt. Die Zunahme beträgt 2,00 Å für zwei Moleküle. In der Molekülanoordnung liegen die Ketten nicht senkrecht auf den Transversalebenen, und es befinden sich für jeden Abstand zwei Moleküle in Reihe, die mit COOH-Gruppen assoziiert sind. Ein Vergleich der Daten für die Säuren im flüssigen mit denen im kristallinen Zustand zeigt, daß die Anordnung der Moleküle im cytobactischen Zustand nicht die gleiche ist wie im kristallinen.

Güntherschulze.

**G. W. Stewart.** X-ray diffraction in liquid normal paraffins. Phys. Rev. (2) 31, 305—306, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Beugung der Röntgenstrahlen wurde in flüssigem Pentan, Hexan, Octan, Nonan, Dekan, Dodekan, Tetradekan und Pentadekan untersucht. Es wurde nur eine Beugungsspitze gefunden im Gegensatz zu zweien, die Stewart, Morrow und Skinner bei den primären Alkoholen und gewissen Isomeren der normalen Fettsäuren fanden. Die Spitze lag beim gleichen Winkel wie bei den anderen erwähnten Flüssigkeiten, die normale Kohleketten haben. Dieser Winkel ergibt nach dem Braggschen Gesetz einen Lateralabstand von 4,6 Å. Das Fehlen der zweiten Spitze wird durch die Molekularstruktur und die longitudinalen Kräfte erklärt. Bemerkenswert ist, daß bei sechs von den neun Paraffinen die Beugungsintensität nicht abnimmt, wenn sich der Beugungswinkel dem Werte Null nähert. Wird angenommen, daß das Kohleatom in der Kette eine Länge von 1,3 Å und das Wasserstoffatom von 1,0 Å einnimmt und daß das Volumen des Moleküls das Produkt aus dem Quadrat des lateralen Abstandes und der Länge ist, so sind die berechneten Dichten der sieben normalen Paraffine bis auf weniger als 4% richtig. Die beiden anderen Paraffine sind offensichtlich Isomere. Zwei zusätzliche schwache Erhebungen werden bei Pentadekan und Tetradekan gefunden. Die entsprechenden Abstände sind 2,1 und 1,23 Å. Sie liegen den Werten sehr nahe, die man beim Diamant findet (2,0 und 1,26 Å).

Güntherschulze.

**Elmer Dershem.** Indices of refraction of platinum for x-rays of long wave-length. Phys. Rev. (2) 31, 305, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Brechungsindizes von Pt wurden mit Hilfe einer Totalreflexionsmethode und eines Vakuumspektrographen im Wellenlängengebiet 1,279 bis 7,01 Å gemessen. Die Werte für  $1 - \mu$  lagen zwischen  $27,3 \cdot 10^{-6}$  und  $663 \cdot 10^{-6}$ . Es zeigt sich, daß die vereinfachte Form (die die Absorption vernachlässigt) der Drude-Lorentzschen Dispersionsformel nicht anwendbar ist, obwohl sie in den am weitesten von der Absorptionsgrenze entfernten Teilen des untersuchten Gebietes zu Werten von der gleichen Größenordnung wie die gefundenen führt.

Güntherschulze.

**Charles S. Barrett.** The scattering of x-rays from H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, and CO<sub>2</sub>. Phys. Rev. (2) 31, 159, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Strahlung einer wassergekühlten Molybdänröhre (55000 Volt, Scheitelspannung 60 mA) wurde durch abgeglichene Filter von Sr und Zr geschickt (nach einem Vorschlag von Ross). Es ergab sich ein monochromatischer Strahl, der 40% der ursprünglichen K $\alpha$ -Intensität, 0% der K $\beta$ -Linien und weniger als 5% sonstige Wellenlängen enthielt. Dieser Strahl wurde durch Gase gestreut, die in einem Zylinder mit dünnen Celluloidfenstern enthalten waren. Der Gasdruck schwankte zwischen 0,5 und 335 cm. Eine große Ionisierungskammer nahm die gestreute Strahlung unter verschiedenen Winkeln gegen den Primärstrahl auf (zwischen 19 und 90°). Die Kurve der Intensität als Funktion von  $\vartheta$  hat für CO<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> annähernd die gleiche, für H<sub>2</sub> aber eine abweichende Gestalt. Werden die Kurven bei 90° zur

Deckung gebracht, so sinkt die  $H_2$ -Kurve mit abnehmendem Winkel unter das Mittel von  $CO_2$  und  $O_2$  und beträgt bei  $40^\circ$  noch 75 %, bei  $19^\circ$  noch 30 % davon. Die mit monochromatischer Strahlung aufgenommene  $H_2$ -Kurve unterscheidet sich von der mit heterogener Strahlung aufgenommenen bei Reduktion auf die gleiche Skale um nicht mehr als 5 %, den wahrscheinlichen Beobachtungsfehler. Die Unregelmäßigkeiten in der Kurve, die durch die Berechnungen von Debye, Compton u. a. vorausgesagt werden und von der Interferenz der Strahlen von den Elektronenpaaren herühren, die sich in konstanten Abständen voneinander befinden, werden bei der  $H_2$ -Kurve nicht beobachtet, obwohl das Spaltsystem imstande war, sie aufzulösen.

Güntherschulze

**Karl Becker.** Innere Spannungen im Röntgenbild. ZS. f. Phys. 47, 454—456, 1928, Nr. 5/6. Es wird unter Hinweis auf die frühere Arbeit des Verf. (ZS. f. Phys. 42, 226, 1927) gezeigt, daß die Ausführungen von Göler und Sachs (ZS. f. Metallkde. 19, 410, 1927) über Verwischung von Röntgeninterferenzen, Entfestigung und inneren Spannungen auf einer irrtümlichen Voraussetzung beruhen und unhaltbar sind.

K. Becker

**M. Leontowitsch.** Bemerkung über die molekulare Lichtzerstreuung an einer Quecksilberoberfläche. ZS. f. Phys. 47, 299—300, 1928, Nr. 3/4. In einer früheren Arbeit des Verf. zusammen mit A. Andronon (ZS. f. Phys. 38, 485, 1926) waren die theoretischen Ergebnisse über die molekulare Lichtzerstreuung an einer Quecksilberoberfläche, wenn diese ein vollkommener Leiter ist, mit den experimentellen Angaben von Raman und Ramdas verglichen worden, die stets lineare Polarisation des zerstreuten Lichtes gefunden hatten. Berücksichtigt man die endliche Leitfähigkeit des Hg, so ergibt die Theorie elliptische Polarisation. Die Größe der Elliptizität wird für einige praktische Fälle mitgeteilt. Da sie sehr gering ist, besteht kein Widerspruch zwischen Theorie und Beobachtung.

H. Stuart

**Béla Pogány.** Über die Wiederholung des Harressschen Versuches. Ann. d. Phys. (4) 85, 244—256, 1928, Nr. 2. Die Nachteile des Harressschen Apparats bestehen darin, daß der aus zehn Glasprismen bestehende Kranz nicht nur zur Aufnahme des Lichtweges dient, sondern daß auch je eine Seite der Prismen als Spiegel benutzt wird. Die durch den Einfluß der Zentrifugalkraft stattfindende Deformation der Prismen ruft eine wesentliche Verschlechterung der Bilder und dadurch Unschärfe des Interferenzsystems hervor. Verf. vermeidet diese Nachteile dadurch, daß der Spiegel und die von den Lichtstrahlen zu durchsetzenden Medien getrennt werden. Als für die Mitführung des Lichtes geeignete Medien erwiesen sich — nach vielen vergeblichen Versuchen mit Flüssigkeitsäulen, bei denen je nach der Viskosität der Flüssigkeit die Interferenzstreifen andauernd ihre Breite, Form und Orientierung änderten, so daß Messungen nicht möglich waren — rechtwinklige, etwa 32 cm lange Glasparallelepipede, bei denen das Licht durch die gegenüberliegenden parallelen Seitenflächen senkrecht ein- und austritt. Die Interferenzstreifen werden photographiert. Bei je zwei aufeinanderfolgenden Aufnahmen drehte sich der Apparat in entgegengesetzter Richtung. Bei Auswertung der Platten wurde die Lage der Interferenzstreifen auf einen mit dem Streifensystem zusammen photographierten Spinnfaden bezogen. Die Ausmessung erfolgte mit einem Abbeschen Komparator. Die Aufnahmen wurden mit der Heraeus'schen Punktlampe mit der grünen Hg-Linie  $\lambda = 546 \mu\text{m}$  mit einer Expositionsdauer von einer Minute gemacht. Es wird eine größere Zahl von Beobachtungsreihen mitgeteilt. Die Streifenbreite beträgt

bei den Versuchen zwischen 1 bis etwa 4 mm, die Umdrehungsgeschwindigkeit etwa 1500 bzw. 1200 Umdrehungen/sec. Aus den Versuchsdaten berechnen sich die zu diesen beiden Umdrehungsgeschwindigkeiten gehörigen Streifenverschiebungen zu 0,906 bzw. 0,705 Streifenbreiten. Die erhaltenen Mittelwerte stimmen innerhalb von 1 % mit den berechneten überein. *Tomaschek.*

**G. Szivessy und Cl. Münster.** Über eine Methode zur genauen Bestimmung der Auslöschungsrichtungen einer schwach doppelbrechenden Kristallplatte. ZS. f. Phys. 47, 357—361, 1928, Nr. 5/6. Verf. geben eine Anordnung an, bestehend aus der Kombination einer Nakamura-Doppelquarzplatte mit einer geeignet orientierten Viertelwellenlängenplatte, die es ermöglicht, das Azimut der Auslöschungsrichtungen einer schwach doppelbrechenden Kristallplatte mit einer erheblich größeren Genauigkeit zu bestimmen, als mit den bisherigen Methoden. *Szivessy.*

**Fred Allison.** Further studies on the effect of x-rays upon certain optical properties of liquids and glass. Phys. Rev. (2) 31, 306—307, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Fortsetzung früherer Versuche. Verf. hatte in verschiedenen Flüssigkeiten magnetische und optische Drehungen bei Bestrahlung der Flüssigkeiten mit Röntgenstrahlen gefunden. Bei diesen Flüssigkeiten ist die reduzierte optische eine Linksdrehung, während die reduzierte magnetische Drehung die gleiche Richtung hat wie die Faradaydrehung und mit ihr zunimmt. Durch Variation der Feldstärke können die magnetische und optische Drehung zur gegenseitigen Kompensation gebracht werden, da die erstere in starken, die letztere in schwachen Feldern überwiegt. In Lösungen von Zucker und Weinsäure vergrößern die Röntgenstrahlen die Rechtsdrehung ungefähr proportional der Konzentration. Da destilliertes Wasser, das von Röntgenstrahlen durchsetzt wird, eine geringe Linksdrehung zeigt, ist es möglich, bei den beiden genannten Lösungen eine Konzentration zu finden, die keinerlei Drehung ergibt. In Glas in einem Magnetfeld erregen Röntgenstrahlen eine der Faradayschen entgegengesetzte Drehung. Sämtliche beobachteten Drehungen sind klein, von der Größenordnung weniger Minuten. Sie nehmen mit der Spannung der Röntgenröhre zu. *Güntherschulze.*

**G. Balasse.** Étude du spectre continu d'émission produit par la décharge sans électrodes. C. R. 186, 310—311, 1928, Nr. 5. In der elektrodenlosen Ringentladung bei Rb, K, Cs, Cd, Hg, P, Bi, S und J treten kontinuierliche Emissionsspektren (mindestens je eins) auf, woraus auf ein allgemeines Auftreten dieser Entladungsform bei allen Elementen geschlossen wird. Die kontinuierlichen Emissionsspektren, die mit gewissen Emissionslinien zusammen auftreten, werden mit der anomalen Dispersion in Beziehung gebracht. *Sewig.*

**F. L. Mohler.** Recombination spectra of atomic ions and electrons. Phys. Rev. (2) 31, 187—194, 1928, Nr. 2. In einer besonders konstruierten Glühkathodenröhre werden bei niedriger Spannung und hoher Stromdichte die Grenzkontinua der Haupt-, Neben- und Bergmannserie von Cs und der Nebenserien von K beobachtet. Entsprechend der Tatsache, daß es sich hier also um ein Wiedervereinigungsleuchten handelt, nimmt die Intensität dieser Kontinua sowie die der letzten Serienglieder wesentlich stärker als proportional der Stromdichte zu. In Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Paschen (diese Ber. 7, 1839, 1926) und dem Ref. (diese Ber. S. 593), die dem Verf. anscheinend nicht bekannt sind, wird gefunden, daß die Kontinua schon auf der langwelligen

Seite der Grenze beginnen. Dies wird auf eine Verbreiterung der letzten Linien zurückgeführt, die, wie gefunden wird, mit wachsender Stromdichte zunimmt (während Paschen ja die Starkeffektkomponenten der letzten Linien, die diese Verbreiterung bedingen, und außerdem das übergreifende Grenzkontinuum beobachtete; der Ref.). Bei großen Stromdichten zeigt sich die verbotene Serie  $1\ S - m\ D$ . Anschließend werden visuell spektrophotometrische Messungen der Intensitätsverteilung in den Grenzkontinua gemacht. Es wird gefunden, daß das Maximum auf der langwelligen Seite der Grenze liegt. Außerdem ergibt sich so ziemlich genau eine quadratische Abhängigkeit der Intensität von der Stromdichte. Zum Schluß werden einige theoretische Betrachtungen angestellt. *G. Herzberg*

**K. Lothar Wolf.** Zur Frage der sekundären Wellenlängennormalen der optischen Spektren. *Naturwissenschaften* **15**, 981—983, 1927, Nr. 50. Die Eigenschaften des Lichtbogens, speziell des Eisenbogens, lassen ihn ungeeignet erscheinen als Lichtquelle zur Gewinnung von Wellenlängennormalen, gleichgültig, ob der Bogen im Vakuum oder unter Atmosphärendruck brennt. Der vom Verf. entwickelte Kohlerohrwiderstandsofen (ausführlich beschrieben in der ZS. f. Phys. **44**, 170, 1927; diese Ber. **8**, 2189, 1927) liefert dagegen Spektren, deren Linien auf tausendstel Ångström-Einheiten genau ausgemessen werden können, so daß dieser Ofen als Normallichtquelle geeignet erscheint. *Donat*.

**William D. Crozier.** Voltage-intensity relations in the mercury spectrum. *Phys. Rev. (2)* **31**, 153, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Unter Verwendung beschleunigender Spannungen bis zu 50 Volt wurden Spannungsintensitätskurven (Anregungsfunktion) für 20 durch Elektronenstoß angeregte Quecksilberlinien erhalten. Es zeigte sich, daß beim Passieren der Ionisierungsspannung sich die Zahl der in einem bestimmten Energieniveau befindlichen Atome nicht wesentlich ändert. Die Komponenten aller  $dD$ -Gruppen werden bei praktisch der gleichen Spannung angeregt, haben aber verschiedene Anregungsfunktionen. Die Anregungsfunktionen der  $d_1$ -,  $d_3$ - und  $s$ -Niveaus haben eine ähnliche Form und ein scharfes Maximum innerhalb weniger Volt oberhalb der Anregungsspannung. Die Anregungsfunktionen von  $d_2$  und  $D$  sind ebenfalls einander ähnlich. Sie nehmen gleichmäßig bis 30 oder 40 Volt zu und haben dort breite Maxima. Die Spannungsintensitätskurven von Linien, die durch Übergänge aus dem gleichen Ausgangsniveau entstehen, stimmen im Typus überein, haben aber oft individuelle Formen. Anscheinend ist die Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Übergänge von einem gegebenen Energiezustand abwärts nicht von dem Wege unabhängig, auf dem der Zustand angeregt wurde. Anscheinend folgt auf eine große Zahl von Anregungen des  $2\ p_2$ -Zustandes durch Übergänge von höheren Niveaus aus kein  $1\ S - 2\ p_2$ -Übergang. *Güntherschulze*.

**H. Beutler and B. Josephy.** Double Excitation of Upper Levels in the Mercury Atoms by Collisions of the Second Kind. *Phil. Mag. (7)* **5**, 222, 1928, Nr. 27. Im Anschluß an eine Arbeit von Wood (diese Ber. S. 414) über optische Anregung von Quecksilberdampf wird zur Erklärung unverstandener Beobachtungen desselben auf die von den Verff. (*Naturwissenschaften* **15**, 540, 1927) gefundene Resonanz bei Stößen zweiter Art in einer Hg-Resonanzröhre, die Na enthielt, hingewiesen und vermutet, daß beim Zusammenstoß von zwei metastabilen Hg-Atomen die gesamte Anregungsenergie dem einen Atom übertragen werden kann, da dann nur 0,11 Volt in Translationsenergie umgesetzt zu werden brauchen. Dadurch erklärt sich das Auftreten von Linien, die sonst nicht auftreten dürften. *G. Herzberg*

**C. N. Warfield.** Iodine resonance spectra excited by the yellow mercury lines. Phys. Rev. (2) **31**, 39—51, 1928, Nr. 1. Es werden die bekannten Woodsen Jodresonanzversuche fortgeführt, indem nur mit den beiden gelben Quecksilberlinien angeregt wird. Eine passende graphische Darstellung der gefundenen Linien ergibt, daß durch die Linie  $\lambda 5771,2$  eine Serie von Dubletts angeregt wird, deren Hauptlinien mit einer Formel von Mecke sehr genau übereinstimmen. In dieser Serie treten keine antistokesschen Glieder auf. Die Linie  $\lambda 5792,3$  regt dagegen drei Serien von Dubletts an, von denen eine zwei antistokessche Glieder, eine andere eins enthält. Es wird gezeigt, daß die Moleküle, die zur Aussendung dieser drei Serien angeregt werden, im unangeregten Zustand Schwingungsenergie besitzen mit den Werten  $n = 2$  bzw. 1 bzw. 1. *G. Herzberg.*

**Henry Norris Russell.** Series and ionization potentials of the elements of the iron group. Astrophys. Journ. **66**, 233—255, 1927, Nr. 4. [S. 952.]

**A. S. Levesley.** The critical potentials of nitrogen and the nature of active nitrogen. Trans. Faraday Soc. **23**, 552—560, 1927, Nr. 78. [S. 954.]

**J. C. Morris, Jr.** A series of measurements of critical potentials of Hg vapor. Phys. Rev. (2) **31**, 308, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 954.]

*Güntherschulze.*

**J. H. Abbink en H. B. Dorgelo.** Het spectrum van krypton en xenon in het uiterste ultraviolet. Physica **7**, 343—353, 1927, Nr. 10. Krypton und Xenon wurden mit Hilfe eines Vakuumspektrographen im äußersten Ultraviolet untersucht, und zwar im Wellenlängengebiet 1500 bis 500 Å. Als Lichtquellen wurden Glimmlicht, Säulen- und Kondensatorenentladungen verwandt. Außer den Resonanzlinien werden noch einige Linien der „ersten“ Spektren des Kryptons und Xenons gefunden, weiter noch viele andere Krypton- und Xenonlinien. Eine Methode zur Ermittlung der Wellenlängen der auf den photographischen Platten vorhandenen Linien wird angegeben. Verschiedene von L. B. Taylor dem Krypton zugeteilte Linien müssen nach den Verff. dem Xenon zugeschrieben werden. Die Ionisierungsspannungen ergeben sich zu 13,9 Volt für Kr und 12,0 Volt für X.

*Güntherschulze.*

**C. Mihul.** Sur le spectre du 3e ordre de l'oxygène. C. R. **184**, 874—875, 1927, Nr. 14. Fortsetzung früherer Versuche. Es ist dem Verf. gelungen, folgende fünf neuen Multipletts im Spektrum des O<sub>III</sub> zu entdecken:

I. Multiplett  $^3D' - ^3P'$ .

$i$	5	2	$^3P'_2$
$\lambda$	3715,07	3725,29	
$\nu$	26909,79	73,81	$^3P'_1$
$\Delta \nu$		130,33	
$i$	4	1	$^3P'_0$
$\lambda$	3707,28	3714,01	
$\nu$	26966,31	48,84	$^3P'_0$
$\Delta \nu$		82,20	
$i$	2	3702,70	$^3P'_0$
$\lambda$		26999,67	
$\nu$			
	$^3D'_3$	$^3D'_2$	$^3D'_1$

II. Multiplett  ${}^3D' - {}^3D$ .

$i$		0	1	${}^3D_1$
$\lambda$		2992,10	2996,49	
$\nu$		33411,63	48,94	
$\Delta \nu$		136,19	135,90	
$i$	0	2	0	${}^3D_2$
$\lambda$	2997,70	3004,35	3008,75	
$\nu$	33349,23	73,79	33275,44	
$\Delta \nu$	220,08		48,65	
$i$	3			${}^3D_3$
$\lambda$	3017,62			
$\nu$	33129,15		(33053,37) *)	
	${}^3D'_3$	${}^3D'_2$	${}^3D'_1$	

\*) Verdeckt durch die starke Linie 3024,54 Å des O<sub>III</sub> ( ${}^3P\ {}^3P'$ ).

III. Multiplett  $a\ {}^3D - {}^3D'$ .

$i$		1	3	$a\ {}^3D_1$
$\lambda$		2549,60	2546,41	
$\nu$		39210,2	49,0	
$\Delta \nu$		106,6	106,5	
$i$	1	3	1	$a\ {}^3D_2$
$\lambda$	2547,46	2542,68	2539,52	
$\nu$	39243,1	73,7	39316,8	
$\Delta \nu$	206,9		48,9	
$i$	6	1		$a\ {}^3D_3$
$\lambda$	2534,09	2529,39		
$\nu$	39450,0	73,4	39523,4	
	${}^3D'_3$	${}^3D'_2$	${}^3D'_1$	

IV. Multiplett  $a\ {}^3P' - {}^3D'$ .

$i$	4	1	$a\ {}^3P'_3$	
$\lambda$	2315,48	2311,54		
$\nu$	43174,4	73,5		
$\Delta \nu$		108,6		
$i$		3	$a\ {}^3P'_1$	
$\lambda$		2317,36		
$\nu$		43139,3		
$\Delta \nu$		49,6		
$i$			$a\ {}^3P'_0$	
$\lambda$				
$\nu$				
	${}^3D'_3$	${}^3D'_2$	${}^3D'_1$	

V. Multiplett  $a^3P' - a^3P$ .

$i$	2	0		
$\lambda$	2434,96	2441,40		
$\nu$	41057,0	109,3	40947,7	
$A \nu$		114,5		
$i$		1	1	
$\lambda$		2448,25	2453,55	
$\nu$	(40943,16)*)	40833,2	88,3	40745,0
$A \nu$		61,5		
$i$		1		
$\lambda$		2451,94		
$\nu$		40771,7		
$a^3P'_2$		$a^3P'_1$	$a^3P'_0$	

\*) Verdeckt durch eine nicht identifizierte Linie 2441,67 Å des O<sub>II</sub>.  
Güntherschulze.

**R. F. Paton and G. M. Rassweiler.** The vacuum spark spectrum of aluminum. Phys. Rev. (2) 31, 151, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Gelegentlich einer Untersuchung des Be-Spektrums durch Paton und Sanders wurde 1925 eine Anzahl Vakuumfunkenspektren einer Be-Al-Legierung photographiert. Da auf den Photogrammen bekannte Al-Linien mit beträchtlicher Intensität vorhanden waren, bestand die Hoffnung, daß einige zuvor nicht beobachtete Linien dieses Elements zugegen sein könnten. Es wurde deshalb das Vakuumfunkenspektrum eines reinen Aluminiumstückes mit einem Quarzspektrographen untersucht. Besondere Aufmerksamkeit wurde auf die Erhaltung sehr hoher Vakua in der Funkenkammer verwandt, um die Spannung an den Elektroden hoch und die Energie groß zu bekommen. Lange Exposition ergab eine überraschend große Zahl neuer Linien, die dem Al zugeschrieben werden. Über 40 wurden in dem Gebiet 2200 bis 5000 Å verzeichnet. Sie sind sämtlich auf mehreren Platten vorhanden. Seltsamerweise zeigen bekannte Al-Linien starke Intensitätsschwankungen. Manche der von Paschen angegebenen stärksten Linien können auf einer Platte fehlen, während sie auf anderen Platten gleicher mittlerer Intensität vorhanden sind.  
Güntherschulze.

**W. H. Sanders and V. M. Albers.** The spectrum of beryllium. Phys. Rev. (2) 31, 151, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe eines Vakuumfunkens wurde das Spektrum des Be im Ultravioletten und im sichtbaren Gebiet photographiert und eine große Anzahl von Linien ausgemessen. Ferner wurden der Lichtbogen und der Funken in Luft als Lichtquellen im sichtbaren und ultravioletten Gebiet verwandt. Der Vakuumfunken gab keine Linien von mehr als 5271 Å. In Luft erscheinen dagegen einige zwischen 5000 und 8500 Å. Das Bandenspektrum von BeO tritt sehr stark auf, wenn der Lichtbogen in Luft als Lichtquelle verwandt wird, und bedeutend schwächer beim Funken in Luft. Das Bandenspektrum soll noch weiter untersucht werden.  
Güntherschulze.

**A. Fowler and E. W. H. Selwyn.** The Arc Spectrum of Carbon. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 34—51, 1928, Nr. 779. Die Untersuchungen des Bogenspektrums der Kohle von Merton und Johnson [Proc. Roy. Soc. London (A) 108, 384, 1923; 108, 343, 1925] und Ryde (Proc. Roy. Soc. London 117, 164, 1927) werden einerseits ins Ultravioletten bis 1250 Å.-E. mit Hilfe eines Vakuum-

spektrographen, andererseits ins Ultrarot bis 10000 Å.-E. mit Hilfe der neuen Neoncyaninplatten ausgedehnt. Auf Grund des vorliegenden Materials wird sodann eine Analyse des Spektrums versucht. Der tiefste Term wird auf 910177 geschätzt, was einer Ionisierungsspannung von 11,2 Volt entspricht. Anschließend wird ein Vergleich der Spektren C I, N II und O III durchgeführt. *G. Herzberg*

**John G. Frayne.** Unclassified lines of the indium arc spectrum. Phys. Rev. (2) **31**, 152, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei der Untersuchung der Anregungszustände des Bogenspektrums des In finden Frayne und Jarvis folgende fünf unklassifizierten Linien bei 6,9 Volt: 3051,9, 2957,01, 2858,30, 2836,91, 2775,35. Die  $\nu$ -Differenz zwischen der ersten und dritten ist 2211,71, zwischen der zweiten und fünften 2212,51. Diese Zahl entspricht  $2 p_2 - 2 p_1$  für In. Es lässt sich also 3051,9 als  $2 p_1 - x_1$  und 2858,30 als  $2 p_2 - x_2$  schreiben. Es gelang jedoch nicht, das zweite Paar in irgend ein Serienschema mit dem ersten Paar einzufügen. Sie lassen sich schreiben: 2957,01 als  $2 p_1 - x_2$  und 2775,35 als  $2 p_2 - x_1$ . Die Werte von  $x_1$  und  $x_2$  sind 11680 und 10645. Die vier Linien waren auf allen Platten stark ausgebildet, daher können die Energieniveaus  $x_1$  und  $x_2$  beim In nicht außer acht gelassen werden. Die Linie 2858,30 konnte nicht eingeordnet werden.

*Güntherschulze*

**J. B. Green and R. A. Loring.** Term-structure and Zeeman effect of the arc spectrum of tin. Proc. Nat. Acad. Amer. **13**, 347—350, 1927, Nr. 5. Es ist den Verff. gelungen, mit einer besonderen Art von Vakuumlichtbogen eine größere Anzahl von Zinnlinien durch ihre Zeeman-Effekte zu klassifizieren. Die Mitteilung ist nur eine vorläufige. Sowohl die Konstruktion des Lichtbogengefäßes als auch die Ausmessung der Linien sollen noch genauer mitgeteilt werden.

*Güntherschulze*

**J. B. Green and R. A. Loring.** The spectra of tin and their Zeeman effects. Phys. Rev. (2) **31**, 151—152, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe der Zeeman-Effekte gelang es den Verff., die Spektren des neutralen Zinns sowie des einfach und doppelt ionisierten zu klassifizieren. Das Spektrum des neutralen Zinns hat fünf untere Niveaus  $^3P_{0,1,2}$ ,  $^1D_2$ ,  $^1S_1$  infolge der Konfiguration  $5_2 6_2$ . Die Konfiguration  $5_2 6_1$  gibt  $^3P_{0,1,2}$  und  $^1P_1$ . Die Konfiguration  $5_2 5_3$  gibt 12 Terme, von denen die vier untersten definitiv festgelegt wurden. Paulis g-Summenregel gilt. Die Ionisierungsspannung des Sn<sub>I</sub> berechnet sich zu  $7,37 \pm 0,5$  Volt und die Resonanzspannung zu 4,30 Volt. Das Spektrum des Sn<sub>II</sub> ist ein Dublett-Spektrum wie das des In<sub>I</sub> und der Hauptdublettabstand ist  $4353 \text{ cm}^{-1}$ . Verschiedene Serien werden gefunden. Die Elektronen haben die Konfiguration  $5_1 5_2 5_2$ . Die Ionisierungsspannung wird zu annähernd 14,5 Volt, die Resonanzspannung zu 6,5 Volt berechnet. Das Spektrum des Sn<sub>III</sub> besteht aus Singulets und Triplets wie das von Cd<sub>I</sub>. Auch hier finden sich verschiedene Serien. Die Ionisierungsspannung ist etwa 30 Volt, die Resonanzspannung 6,81 Volt. Eine sehr starke Gruppe im Ultravioletten wird als  $pp'$ -Gruppe erkannt. Die Anwendung des Gesetzes der regulären Doublets führt zu einer möglichen Klassifikation der Spektren des In<sub>II</sub> und Ge<sub>II</sub>.

*Güntherschulze*

**R. J. Lang.** Series spectra of silverlike atoms. Proc. Nat. Acad. Amer. **13**, 341—346, 1927, Nr. 5. Verf. teilt eine größere Anzahl von Serienlinien des In<sub>III</sub>, Sn<sub>IV</sub> und Sb<sub>V</sub> mit ihrer Serienbezeichnung und ihren Termwerten mit und vergleicht sie mit den entsprechenden Linien des Ag<sub>I</sub> und Cd<sub>II</sub>. Die Termwerte finden sich in folgender Tabelle:

	$5^2S_1$	$5^2P_1, 5^2P_2$	$5^2D_2, 5^2D_3$	$5F_{3,4}$	$6^2S_1$	$7^2S_1$
Ag <sub>I</sub> . . . .	61 096	30 623 31 543	12 331 12 352	6 892	18 540	
Cd <sub>II</sub> . . . .	136 377	89 758 92 241	46 531 46 685	27 944	53 386	
In <sub>III</sub> . . . .	227 230	165 704 170 047	98 483 98 773	65 255	100 350	57 816 (?)
Sn <sub>IV</sub> . . . .	327 276	251 200 257 712	161 868 161 974	114 022 114 010	153 141	
Sb <sub>V</sub> . . . .	449 300	358 748 367 735	246 566 247 391	180 970	224 711	

Güntherschulze.

**W. E. Curtis.** The Structure of the Band Spectrum of Helium. IV. Proc. Roy. Soc. London (A) **118**, 157—169, 1928, Nr. 779. Es werden drei neue Heliumbanden mit gemeinsamem Elektronenendterm ( $2P$ ) beschrieben. Zwei davon, die dem Oszillationssprung  $1 - 1$  zuzuordnen sind, haben als Ausgangsterm  $3S$  bzw.  $4S$ , die dritte hat einen Elektronenausgangsterm mit der effektiven Quantenzahl 2,96, dessen Typus aber ungewiß bleibt, da er sich nicht in das allgemeine Schema einordnen läßt. Die Rotationssterme werden für die sechs bekannten Banden mit  $2P$  als Endterm (nämlich für die drei neuen und die drei bereits bekannten Banden) genau bestimmt. Die Ansicht, daß das He-Molekül in seiner Struktur dem Wasserstoffmolekül ähnlich ist, wird bestätigt.

K. L. Wolf.

**A. H. Poetker.** Extension of the first positive group of nitrogen bands. Phys. Rev. (2) **31**, 152—153, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der ultrarote Teil der positiven Gruppe der Stickstoffbanden wurde mit Thermoelement und Prisma bis  $1,5 \mu$  untersucht. Die breiten Strahlungsmaxima wurden in einzelne Banden aufgelöst. Ihre Maxima liegen an den Stellen, die sich aus den bekannten Vibrationsniveaus dieser Gruppe berechnen. Zur Erreichung größerer Genauigkeit wurde das Gebiet von 7500 bis 10500 Å mit einer Dispersion von 9 Å pro Millimeter mit Neocyaninplatten photographiert. Die Banden ließen sich bis 10500 Å ausmessen. Die neuen Daten führen zu einer Modifikation der Schwingungszahlen von Birge. Der Ursprung der ganzen Gruppe der O—O-Übergänge liegt jetzt bei  $1,04 \mu$ . Alle Banden- und Sequenzenbezeichnungen ändern sich entsprechend.

Güntherschulze.

**F. A. Jenkins.** Extension of the violet CN band system to include the CN tail bands. Phys. Rev. (2) **31**, 153, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das durch Acetylen in aktivem Stickstoff hervorgerufene CN-Spektrum wurde mit einer Dispersion von 0,95 Å pro Millimeter und einem Auflösungsvermögen von 220 000 photographiert. Die Untersuchung der Feinstruktur der sogenannten Kometenschweifbanden bestätigt die Annahme von Mulliken, daß sie die höheren Glieder der gewöhnlichen Sequenzen von CN bilden, bei denen die Frequenz der Banden ein Maximum passiert und wieder hinreichend abgenommen hat, um auf der langwelligen Seite der intensiveren ersten Glieder erscheinen zu können. Infolgedessen ist die entgegengesetzte Richtung der Abschattierung der Banden nach der allgemeinen Regel, daß  $B' - B''$  das gleiche Zeichen wie  $w' - w''$  hat, zu erwarten. Abgesehen von großen Änderungen im Grade der Rotationsverdopplungen und verschiedenen bemerkenswerten

Störungen bei den Linienserien, ist die Struktur der Schweifbanden identisch mit der der gewöhnlichen CN-Banden. Die Extrapolation der Konstanten  $B = h/2\pi^2 J$  erlaubt die Bestimmung der Vibrationsquantenzahlen für drei Sequenzen der gemessenen Banden. So ist die erste Bande auf der Niederfrequenzseite der (0,0)-Bande die (10,10)-Bande. Eine genaue Darstellung der molekularen Konstanten in den Zuständen hoher Vibrationsquantenzahlen ist nun möglich. Ferner werden einige neue Banden mitgeteilt. Güntherschulze.

**L. Vegard.** Über die physikalische Deutung der Bandenspektren, die im Leuchten verfestigter Gase auftreten. Skrifter Oslo 1926, Nr. 3, 18 S. Nach der neuen Deutung kommt das Leuchten der verfestigten Gase überhaupt nicht auf Kosten der Oszillationsenergie zustande, sondern wird ausschließlich der Ionisierungsenergie entnommen. Gerade umgekehrt werden durch den Emissionsprozeß Oszillationsquanten gebildet, und durch die Elektronensprünge geraten die Atome in Schwingungen. Im Anfangszustand kann ein Atom bis zu sechs Oszillationsquanten angelagert haben, aber keines von diesen kann beim Emissionsprozeß verbraucht werden, weil das Atom nach dem Sprunge immer so viel Oszillationsquanten hat als vorher. Verf. vermutet zum Schluß, daß diese physikalischen Bedingungen für die Bildung der Oszillationsbanden nicht nur für die festen Systeme gelten, sondern daß auch für gasförmige Systeme die Oszillationsenergie selbst nicht in die emittierten kurzweligen Banden übergeht, vielmehr die Schwingungen nur gewissermaßen die emittierten Energiequanten modulieren, indem die schwingungsfähigen Systeme in Schwingungen geraten und etwas von der Energie des Elektronensprunges momentan aufnehmen. Güntherschulze.

**L. A. Sommer.** Absorption Experiments on Excited Molecular Hydrogen. Nature 120, 841, 1927, Nr. 3032. Verschiedene Ähnlichkeiten in den Spektren von He,  $\text{He}_2$  und  $\text{H}_2$  veranlaßten den Verf., bei  $\text{H}_2$  nach einem Analogon zum metastabilen  $2^3S$ -Zustand des He-Atoms zu suchen. Er erzeugte das Viellinienspektrum des Wasserstoffs und ließ diese Strahlung durch eine Absorptionsröhre mit angeregtem Wasserstoff gehen. War in dieser der metastabile Zustand ausgebildet, so mußten diejenigen Linien, die in Emission diesen Zustand als Endzustand haben, teilweise absorbiert werden, also Selbstumkehr zeigen. Der Versuch ergab bei einem Teil von starken Linien, die in begrenzten Gebieten des Spektrums liegen, die erwartete Selbstumkehr. Kratzer.

**J. Becquerel, H. Kamerlingh Onnes and W. J. de Haas.** The absorption bands of the compounds of the rare earths, their modification by a magnetic field, and the magnetic rotation of the plane of polarisation at very low temperatures. Comm. Leiden Nr. 177, S. 3—17, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 29, 264—275, 1926, Nr. 2; diese Ber. S. 342. Scheel.

**H. Buisson et C. Jausseran.** Le Renversement spontané des raies du néon. Rev. d'Opt. 5, 508, 1926, Nr. 12. (Berichtigung.) Scheel.

**W. Lochte-Holtgreven.** Über das Intensitätsverhältnis der  $D$ -Linien. ZS. f. Phys. 47, 362—378, 1928, Nr. 5/6. Als Lichtquelle diente die Resonanzlampe von Cario und Lochte-Holtgreven. Leuchterregung erfolgte mit der Methode von Wood, die es gestattet, nach Wunsch das Licht der  $D_1$ - oder  $D_2$ -Linie allein wirken zu lassen. Die Aufnahmen wurden mittels eines licht-

starken Dreiprismenspektrographen von Steinheil auf mit Pinaverdol oder Pinachrom sensibilisierten Ultrarapidplatten von Hauff mit Belichtungszeiten zwischen 30 Minuten und drei Stunden vorgenommen. Photometriert wurde photographisch. Die in Kurvenform dargestellten Ergebnisse zeigen einen starken Einfluß eines Edelgaszusatzes und werden stoßmäßig gedeutet. *P. P. Koch.*

**F. Rasetti.** Sopra l'intensità delle righe della serie principale del potassio. Lincei Rend. (6) 6, 503—505, 1927, Nr. 11. Es wurde die Zahl der Dispersionselektronen für die erste Linie der Kaliumserie nach der üblichen Methode der anomalen Dispersion von Puccianti bestimmt, deren Einzelheiten vom Verf. in einer früheren Veröffentlichung (Lincei Rend. 1927, S. 54) beschrieben worden sind. Da im Ultraviolett gearbeitet wurde, mußte die ganze Anordnung aus Quarz bestehen. An Stelle des im Ultraviolett nur schlecht reflektierenden Silbers wurde mit bestem Erfolg Quecksilber verwandt. Als Intensitätsverhältnis der beiden Linien jedes Dubletts wurde der Wert 2 angenommen. Es ergaben sich für die Zahl  $n$  der Dispersionselektronen pro Atom folgende Werte:

Linie	$n$
$4^2S - 4^2P$	1
$4^2S - 5^2P$	$9,0 \cdot 10^{-3}$
$4^2S - 6^2P$	$7,8 \cdot 10^{-4}$
$4^2S - 7^2P$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
$4^2S - 8^2P$	$1,3 \cdot 10^{-4}$

Hiernach ist das Gesetz, daß die Übergangswahrscheinlichkeiten vom Zustand  $mP$  zum Zustand  $S$  wie  $1/m^3$  abnehmen, das für die höheren Glieder gilt, für die ersten Glieder nicht im entferntesten erfüllt. *Güntherschulze.*

**H. R. Wei.** An analysis of the fine structure of the  $D_3$ -line of helium. Phys. Rev. (2) 31, 308, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es zeigte sich, daß die  $D_3$ -Linie von He 5875 ein Triplett ist. Es wurde eine neue Art Entladungsröhre, die frei von Absorption und Starkeffekt ist und auf die Temperatur der flüssigen Luft gebracht werden kann, angewandt. Die  $D_3$ -Linie wurde in den höheren Ordnungen von Gittern und mit einem 30stufigen Stufengitter photographiert. Die mikrophotographischen Kurven der Photogramme zeigen bei beiden Instrumenten deutlich die Triplettstruktur der  $D_3$ -Linie. Das Intensitätsverhältnis ist 5 : 3 : 1 und das Abstandsverhältnis 10 : 3 : 1. Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagungen von Heisenberg und den Intensitätsmessungen von Burger. Bei einer Entladungsröhre, die ähnlich der von Houston benutzten war, erschien die  $D_3$ -Linie im wesentlichen in Selbstumkehr. *Güntherschulze.*

**E. Hobart Collins.** Hyperfine structure of the mercury triplet  $2^3P_{0,1,2} - 2^3S_1$  when excited optically. Phys. Rev. (2) 31, 152, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Hyperfeinstrukturen von 5461, 4358 und 4047 des optisch erregten Hg-Spektrums wurden mit Lummer-Gehrcke-Platten untersucht. Sie hängen von der Art und Weise ab, auf die das obere Niveau erreicht wird. Beispielsweise erscheint nur eine der Hyperfeinstrukturkomponenten von 5461, wenn die Linie durch Absorption von 4358 angeregt wird, während zwei weitere Komponenten erscheinen, wenn die Anregung sowohl durch 4358 als durch 4047 erfolgt. *Güntherschulze.*

**R. C. Gibbs and H. E. White.** Multiplets in three electron systems of the first long period. Phys. Rev. (2) **29**, 655—662, 1927, Nr. 5. Theoretische Untersuchung. Unter Verwendung der Gesetze der regulären und irregulären Dubletts gelingt es, von den bekannten Multipletts des Sc<sub>I</sub> und Ti<sub>II</sub> ausgehend die Multipletttriade des V<sub>III</sub>, die mit  $^4F_{2, 3, 4, 5} - ^4G_{3, 4, 5, 6}$ ,  $^4F_{2, 3, 4, 5} - ^4F'_{2, 3, 4}$ , und  $^4F_{2, 3, 4, 5} - ^4D_{1, 2, 3, 4}$  bezeichnet wird, zu identifizieren. Für diese Multipletts sind die Ausgangszustände durch ein 4p- und zwei 3d-Elektronen gegeben. Im Endzustand ist das 4p-Elektron auf eine 4s-Bahn übergegangen. Die Abstände der  $^4F_{2, 3, 4, 5}$ -Niveaus stehen im Verhältnis 2,50 : 3,52 : 4,50 in sehr nahe Übereinstimmung mit Landés Intervallregel. Auch die relativen Intensitäten der Linien dieser Multipletts stimmen mit der Regel überein. Ein Vergleich der Daten der Ein-, Zwei- und Dreielektronensysteme des Sc, Ti und V miteinander zeigt, daß das Hinzutreten von zuerst einem und dann einem zweiten d-Elektron nicht nur eine Zunahme der Einzellinien, sondern auch eine Verschiebung der Linien nach längeren Wellenlängen um nahezu das gleiche Frequenzintervall zur Folge hat. Es gelang auch, das  $^4F_{2, 3, 4, 5} - ^4F'_{2, 3, 4, 5}$ -Multiplett des Cr<sub>IV</sub> zu identifizieren.

Güntherschulze

**Bergen Davis and Harris Purks.** Fine structure in the K series of molybdenum. Phys. Rev. (2) **31**, 306, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verff haben früher gezeigt, daß sich das Auflösungsvermögen eines doppelten Röntgenspektrometers durch geeignete Anordnung der Kristalle sehr vergrößern läßt. Mit einer Reflexion der ersten Ordnung an beiden Kristallen gelang es, das K $\beta$ -Dublett vollständig aufzulösen. Seitdem ist gefunden worden, daß, wenn die Kristalle auf höhere Reflexionsordnungen eingestellt werden, das Auflösungsvermögen noch zunimmt. Wenn  $d\lambda$  das zu beobachtende Wellenlängenintervall ist, so ist  $2nd\lambda = 2d \cdot \cos \vartheta_n d\vartheta_n$ . Die Winkeltrennung  $d\vartheta_n$  nimmt mit der Ordnungszahl zu. Eine weitere Erhöhung der Auflösung ergibt sich daraus, daß die Kurven in den höheren Ordnungen schmäler werden. Mit der zweiten Ordnung bei beiden Kristallen wurden folgende Feinstrukturen auf der langwelligen Seite der Nebenlinie beobachtet:  $\beta'_1$  in 17 Röntgeneinheiten Abstand von  $\beta_1$ ,  $a'_1$  in 0,085 Röntgeneinheiten Abstand von  $a_1$  und  $a'_2$  in 0,096 Röntgeneinheiten Abstand von  $a_2$ . Die  $a'_2$ -Linie war diffus. Sie kann also wahrscheinlich noch weiter aufgelöst werden.

Güntherschulze

**H. R. Voorhees and Geo. A. Lindsay.** The K x-ray absorption edge of iron. Phys. Rev. (2) **31**, 306, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die K-Absorptionskante des Eisens photographiert, indem als reflektierende Kristalle verschiedene Eisenverbindungen, wie Pyrit, Hämatit, Arsenopyrit, Epidot und Lepidomelan verwandt wurden. Das Eisen in diesen Kristallen gab die charakteristische K-Absorptionskante ohne Anwendung eines weiteren Absorptionschirmes. Ferner wurde die Absorption durch Schirme von Eisenverbindungen und durch einen dünnen Schirm aus Elektrolyteisen hindurch aufgenommen. Es war dann ein Sylvinkristall Reflektor. Es wurde eine verwickelte Feinstruktur der Kante beobachtet, die sich über einen Bereich von mehr als 200 Volt ausdehnte. Der Spektralbereich der Feinstruktur infolge der Bremsung des ausgeschleuderter Elektrons in den verschiedenen virtuellen Bahnen sollte viel schmäler sein als der hier erhaltene. Es lassen sich auf diese Weise die Beobachtungen durchaus nicht erklären. Es wird daher vermutet, daß mindestens ein Teil der Feinstruktur durch das gleichzeitige Herausschleudern von zwei oder mehr Elektronen aus dem Atom hervorgerufen wird.

Güntherschulze

**Ira M. Freeman.** The Spectrum of the Corona. *Nature* **121**, 169—170, 1928, Nr. 3040. Zwischen den „unbekannten“ Linien der Sonnenkorona und einigen Linien des Argonspektrums konnten Übereinstimmungen festgestellt werden. Es gelang, etwa zwei Drittel der betreffenden, von Campbell und Moore gemessenen Koronalinien mit den letzthin von Meissner angegebenen Argonlinien und -termen in Zusammenhang zu bringen. *Sewig.*

**Ira M. Freeman.** The spectrum of the solar corona. *Phys. Rev. (2)* **31**, 151, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zwei Drittel der unbekannten Linien der Sonnenkorona wurden als Argonlinien identifiziert. Die Hälfte davon wurde durch direkten Vergleich mit bekannten Linien im irdischen Spektrum des Ar festgelegt. Die andere Hälfte ergibt sich aus Kombinationen der Meissnerschen Terme. Fast sämtliche starken Koronalinien sind unter den identifizierten. Infolge der Anwesenheit von  $\text{Ca}_{\text{II}}$  in sehr großen Höhen der Sonnenatmosphäre wurde vermutet, daß die unbekannten Linien dem  $\text{Ca}_{\text{III}}$  zugeordnet werden könnten. Es wurde jedoch keine gute Übereinstimmung beim Vergleich mit Ca-Spektren gefunden, während die Übereinstimmung mit Ar, das eine dem  $\text{Ca}_{\text{III}}$  ähnliche Struktur hat, vorzüglich ist. Ferner wurden 17 Gruppen von Linien konstanter  $v$ -Differenz zwischen den Koronalinien gefunden. Sie wurden sämtlich auf einem Diagramm, ähnlich dem von Hicks in seiner Untersuchung der komplexen Spektren gegebenen, dargestellt. Dabei ergaben sich die ersten Hinweise auf Ar. *Güntherschulze.*

**G. H. Dieke and A. C. S. van Heel.** On the difference of the fluorescence and the absorption spectra of the uranyl salts. *Comm. Leiden, Suppl. No. 55a to Nos. 169—180, S. 3—4, 1925.* Schon berichtet nach *Proc. Amsterdam* **28**, 953—954, 1925, Nr. 10; diese *Ber.* **7**, 1555, 1926. *Scheel.*

**O. Oldenberg.** Über Fluoreszenz von Quecksilber-Edelgas-Banden. *ZS. f. Phys.* **47**, 184—202, 1928, Nr. 3/4. Die Untersuchung geht von der Frage aus, ob bei Anregung eines Atoms ein Zusammenwirken von Strahlung und kinetischer Energie stattfinden kann, wie man es bei den kontinuierlichen Molekülspektren, die sich an Bandenkonvergenzen anschließen, annehmen muß. Zur experimentellen Beantwortung der Frage wird nach dem inversen Elementarprozeß, der Aufteilung von Anregungsenergie in kinetische Energie und Strahlung, gesucht. Die Aufnahme der Quecksilberfluoreszenz bei Zusatz von etwa 1 Atm. Stickstoff, Helium oder Neon zeigt ein Spektrum, das die erwarteten Eigenschaften hat, ein kontinuierliches Band, das sich von der Linie 2537 Å aus um etwa 35 Å nach langen Wellen und etwa 18 Å nach kurzen Wellen hin erstreckt. Der langwellige Teil entsteht nach dieser Deutung durch Aufteilung der Anregungsenergie in Strahlung und kinetische Energie, der kurzwellige Teil durch Ausstrahlung der Summe von Anregungsenergie und kinetischer Energie, die der Wärmebewegung entnommen wird. Bei Argon- und Kryptonzusatz treten ähnliche Spektren auf, die jedoch auf der kurzwelligen Seite der Hg-Resonanzlinie deutliche Struktur aufweisen. Es handelt sich hier um Banden, die von Molekülen  $\text{HgAr}$  bzw.  $\text{HgKr}$  emittiert werden. Demnach ist das angeregte Hg-Atom imstande, mit normalen Edelgasatomen Moleküle zu bilden. Die Erscheinung tritt offenbar nur bei den schweren Edelgasen auf, was durch die viel größere Polarisierbarkeit von Ar und Kr gegenüber He und Ne verständlich gemacht wird. Daß die Banden tatsächlich Quecksilber-Edelgasmolekülen und nicht dem  $\text{Hg}_2$ -Molekül oder Verunreinigungen angehören, wird durch verschiedene Kontrollversuche und durch Untersuchung der Druckabhängigkeit sichergestellt, sowie dadurch, daß die Banden auch in Absorption erhalten werden. Daß neben

dem Vorgang der Molekülbildung bei Zusatz von Ar und Kr auch der anfangs erwähnte atomare Stoßprozeß eine Rolle spielt, ist als sehr wahrscheinlich anzunehmen; ob bei He, Ne und N<sub>2</sub> ebenfalls Molekülbanden vorliegen, deren Struktur nicht aufgelöst ist, läßt sich nicht sicher entscheiden. *H. Kuhn*

**Frances G. Wick and Mabel K. Slattery.** Thermoluminescence excited by x-rays. Further experiments upon synthetically prepared materials. *Phys. Rev. (2) 31, 306, 1928, Nr. 2.* (Kurzer Sitzungsbericht.) Manche ursprünglich inaktive Materialien werden thermolumineszent, wenn sie Röntgenstrahlen ausgesetzt werden. CaSO<sub>4</sub>, das eine geringe Menge von Mangan in fester Lösung enthält, zeigt diesen Effekt stark und wurde deshalb von den Verff. bereits früher untersucht. In der vorliegenden Mitteilung wird über die Ausdehnung dieser Untersuchungen auf die Sulfate von Cd, Ca, Na und Zn, die eine geringe Menge Mangan enthalten, berichtet. Die Röntgenstrahlen rufen zweierlei Änderungen im Material hervor. Die eine besteht in einer Thermolumineszenz, die beim Erhitzen schnell erscheint und nur sehr kurze Zeit andauert, während die zweite in einer langsamer erscheinenden und länger dauernden Thermolumineszenz besteht. Wird das Material nach der Belichtung bei Zimmertemperatur aufbewahrt, so verschwindet die erste Erscheinung innerhalb weniger Stunden, die zweite in Monaten. Beide Eigenschaften lassen sich beliebig erhalten, wenn das Material bei der Temperatur der flüssigen Luft aufbewahrt wird. Der Zerfall der Thermolumineszenz wurde bei verschiedenen Temperaturen der Belichtung und der Beobachtung und verschiedenen Spannungen der Röntgenröhre untersucht. Belichtung mit ultraviolettem Lichte bestimmter Frequenz vernichtete die Wirkung der Röntgenstrahlen. Die Ergebnisse werden mit denen von Wiedemann und Schmidt über Behandlung mit Kathodenstrahlen verglichen.

*Güntherschulze*

**R. Glocker, E. Kaupp und H. Widmann.** Über die Erregung von Fluoreszenzlicht durch Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge. *Ann. d. Phys. (4) 85, 313—332, 1928, Nr. 3.* Es wird das Verhältnis zwischen Fluoreszenzlichtintensität und Ionisationswirkung homogener Röntgenstrahlungen ( $K_{\alpha}$ -Eigenstrahlung passender Elemente unter Verwendung selektiv absorbierender Filter) im Bereich von  $\lambda = 0,12$  bis  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$  für zwei verschiedene dicke Zn<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>-Schirme auf photographisch-photometrischem Wege bzw. mit einer Holthusenkammer experimentell bestimmt. Die Beobachtung der Fluoreszenzhelligkeit durch optischen Vergleich mit einer passenden Glühlampe im Wintz-Rumpschen Röntgenphotometer ergab bis  $0,7 \text{ \AA}$  dieselben Werte. Bei längeren Wellenlängen war ein optischer Vergleich aus Intensitätsgründen nicht möglich. Als maßgebend für die Fluoreszenzlichterregung erwies sich nur der in Elektronenenergie verwandelte Bruchteil der absorbierten Röntgenenergie, und zwar schloß sich bei einfacher Schichtdicke ( $D = 0,0043 \text{ cm}$ ) die Lage der experimentell bestimmten Punkte wesentlich besser der berechneten Kurve der Photoelektronenergie (bezogen auf Ionisation) an, als bei dreifacher Schichtdicke, wo die Kurve sich vielmehr dem Verlauf der gesamten absorbierten Energie nähert. Der scheinbare Widerspruch erklärt sich aus der stärkeren Absorption der Zn-Eigenstrahlung des Schirmes in der dickeren Schicht. Daß auf der langwelligen Seite der Zn-Absorptionskante die gemessenen Werte zu hoch liegen, wird auf einen Mn-Zusatz im Leuchtschirm zurückgeführt, da durch ausgedehnte Versuche eine Änderung der spektralen Zusammensetzung des Fluoreszenzlichtes mit der Änderung der erregenden Wellenlänge ausgeschlossen wurde. Wird die Schirmhelligkeit auf die absolute auffallende Röntgenenergie bezogen, so ergibt sich im Vergleich zur Ionisation eine wesentlich geringere Wellenlängenempfindlichkeit der

Fluoreszenzerregung. Bei Versuchen über den Einfluß der Schichtdicke des Schirmes macht sich die Schwächung des Fluoreszenzlichtes durch Absorption und diffuse Reflexion im Schirme geltend, zu deren Ermittlung ein Verfahren angegeben wird.

Risse.

**J. H. J. Poole.** The Action of Heat on Pleochroic Halos. Phil. Mag. (7) 5, 132—141, 1928, Nr. 27. [S. 989.]

**J. H. J. Poole.** Note on the Formation of Pleochroic Halos in Biotite. Phil. Mag. (7) 5, 444, 1928, Nr. 28. [S. 989.]

Kohlrausch.

**Francis Perrin.** Détermination de la vie moyenne à l'état excité des molécules fluorescentes. Journ. de phys. et le Radium (6) 7, 13 S—15 S, 1926, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 225.] [S. 1014.]

**R. T. Dufford.** Efficiencies in luminescence accompanying electrolysis. Phys. Rev. (2) 31, 157, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 982.]

Güntherschulze.

**H. Greinacher.** Die Leuchtanregung der Gase durch  $\alpha$ -Strahlen. ZS. f. Phys. 47, 344—356, 1928, Nr. 5/6. [S. 988.]

Herzberg.

**Fred Allison.** The effect of x-rays upon the Faraday time lags, the Faraday effect and the optical rotation in several liquids. Phys. Rev. (2) 31, 158—159, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Unterschiede im Zurückbleiben des Faradayeffektes gegen das magnetische Feld wurden in verschiedenen Flüssigkeiten von Beams und Allison (Phys. Rev. 29, 161; 30, 66, 1927) gemessen. Verf. wurde zu der Vermutung geführt, daß diese Verzögerungen durch die Wirkung von Röntgenstrahlen auf die Flüssigkeiten beeinflußt werden könnten. Die Versuche ergaben, daß das in der Tat der Fall ist. In allen Fällen verschwanden die Unterschiede in den Verzögerungen, solange die Flüssigkeiten den Röntgenstrahlen ausgesetzt waren, und erschienen wieder, sobald die Strahlen abgeschirmt wurden. Die Methode bietet also ein Mittel, die Verzögerung des Faradayeffektes absolut zu messen. Weiter wurde untersucht, ob diese Strahlen die Rotation der Polarisationsebene des Lichtes in diesen Flüssigkeiten beeinflussen können. Eine Reihe von Versuchen zeigt, daß ein Röntgenstrahl, der die Flüssigkeiten durchsetzt, in ihnen das Vermögen hervorruft, die Polarisationsebene zu drehen, wenn auch nur wenig. Auch beim Faradayeffekt selbst vergrößern die Röntgenstrahlen die Rotation ein wenig. Die verwandten Flüssigkeiten waren  $CS_2$ ,  $CCl_4$ , Toluol, Benzol, Xylol, Chloroform und Wasser.

Güntherschulze.

**G. Polvani.** Effetto elettrodinamico di seconda specie prodotto dalla luce sui metalli. Cim. (N. S.) 4, 399—403, 1927, Nr. 10. Die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Vektor einer auf einen metallischen Leiter auffallenden Lichtwelle sollte eine elektromotorische Kraft (Halleffekt) in der Richtung des Poyntingschen Vektors zur Folge haben. Der Verf. entwickelt die Theorie der Erscheinung und findet durch eine Über schlagsrechnung die Größenordnung des Effektes für Wismut als dem Experiment zugänglich. Die experimentelle Untersuchung wäre von Interesse im Hinblick auf die Frage nach einer Verzögerung des Halleffektes und seinem Verhalten bei hohen Schwingungszahlen. Bei dieser Gelegenheit erwähnt der Verf. unveröffentlichte Versuche von Fermi, nach denen der Starkeffekt im elektrischen Felde des konzentrierten Sonnenlichtes in Wasserstoff nicht nachweisbar ist.

K. Przibram.

**Ny Tsi Ze.** Étude expérimentale des déformations et des changements de propriétés optiques du quartz sous l'influence du champ électrique. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 13—37, 1928, Nr. 1. Verf. hat die piezoelektrische Deformation des Quarzes in der zur optischen und elektrischen Achse senkrechten Richtung bei Potentialen von 200 bis ungefähr 4000 Volt gemessen. Die Deformationen sind bis zu 3000 Volt den Spannungen proportional, der Proportionalitätsfaktor ist gleich der von Curie beim direkten Effekt gemessenen piezoelektrischen Konstanten. Bei größeren Potentialdifferenzen jedoch wächst die Deformation nicht mehr proportional mit der Spannung, sondern nähert sich einem Grenzwert, der bei 160000 Volt nahezu erreicht ist. Bei den Messungen in Richtung der elektrischen Achse wurde die Deformation durch Verwendung eines Satzes von Quarzplatten vergrößert; die auf die Längeneinheit bezogene Deformation ist entgegengesetzt gleich der in Richtung senkrecht zur optischen und elektrischen Achse erzeugten. Außerdem hat Verf. die elektrischen Deformationen des Quarzes, und zwar eine Kontraktion in Richtung der Kraftlinien und eine Dilatation in den dazu senkrechten Richtungen beobachtet; dieselben sind der elektrischen Energiedichte des Kondensators proportional, können aber nicht durch den elektrostatischen Druck erklärt werden. Schließlich wurden die durch das äußere elektrische Feld hervorgerufenen Änderungen des ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindex in Richtung der elektrischen Achse, die Änderung der Doppelbrechung in dieser Richtung, sowie die Änderung der Doppelbrechung in der zur elektrischen und optischen Achse senkrechten Richtung gemessen; diese Änderungen (von denen sicher gestellt war, daß es sich bei ihnen nicht um sekundäre, von den elektrischen Dilatationen hervorgerufene Effekte handelte) sind lineare Funktionen der elektrischen Feldstärke und kehren mit dieser ihr Vorzeichen um. *Szivessy.*

**R. de L. Kronig.** A note on the Zeeman effect in band spectra. Phys. Rev. (2) 31, 195—198, 1928, Nr. 2. Kemble, Mulliken und Crawford haben ihre Theorie des Zeemaneffektes bei Bandenspektren angewandt auf die  $^1S - ^1P$ -Banden von CO. Sie geben dabei dem Molekül im Anfangszustand das Impulsmoment Null, im Endzustand 1 um die Kernverbindungsline. Der Endzustand spaltet dann auf in  $2j + 1$  ( $j$  Gesamtimpulsquantenzahl) magnetische Energieniveaus. Während die Frequenzen Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung zeigen, ist dies bei den Intensitäten zunächst nicht der Fall. Wie der Verf. zeigt, liegt dies daran, daß die benutzten Formeln nur für das Magnetfeld Null gelten, während das Feld selbst die Intensitäten der Komponenten abändert. Die vom Verf. auf Grund der Störungsrechnung in Analogie der Rechnungen von Born, Heisenberg und Jordan durchgeföhrte Bestimmung der Intensität wird durch die Beobachtungen bestätigt. *Kratzer.*

**K. Darwin.** Examples of the Zeeman Effect at Intermediate Strengths of Magnetic Field. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 264—285, 1928, Nr. 779. Die Verf. wertet die von C. G. Darwin aufgestellten Formen für den Zeemaneffekt nach Aufspaltung und Intensitäten für mittlere Felder aus und führt die numerische Berechnung für  $s-p$ -Tripletts,  $s-p$ - und  $p-d$ -Dubletts aus und gibt in Tabellen die Term- und Linienaufspaltung  $\nu$  für die Larmorfrequenzen  $\omega = \frac{1}{5}, \frac{1}{2}, 1, 2, 5$ . Dazu kommen die allgemein algebraisch berechneten Werte für schwache und starke Felder. Durch den Kunstgriff, als Koordinaten  $\omega/\omega + 1$  und  $\nu/\omega + 1$  zu benutzen, gelingt es der Verf., das unendlich starke Feld ins Endliche abzubilden und so den Übergang vom schwachen Felde zum vollständigen Paschen-Back-Effekt vollständig darzustellen. Beim  $p-d$ -Dublett sind ins-

besondere auch noch die „verbotenen“ Linien ( $j = \frac{5}{2} \rightarrow j = \frac{1}{2}$ ), die bei mittleren Feldern von Null verschiedene Intensität haben, berücksichtigt. Kratzer.

**A. C. Haussmann.** Zeeman effect and spectral terms in the arc spectrum of platinum. Phys. Rev. (2) 31, 152, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Unter Verwendung eines Feldes von 33000 Gauß und eines Spektrogrammen hoher Dispersion wurde der Zeemaneffekt von 173 Pt-Linien im Gebiet 5500 bis 2500 Å untersucht. 33 von diesen Linien ließen sich identifizieren. Die  $g$ -Werte sind in der Regel abnorm und die Strukturen vielfach unsymmetrisch. Aus den Zeemanstrukturen, den Intensitäten und Meggers Absorptionsspektren wurden 12 untere Niveaus festgelegt und folgendermaßen bezeichnet:  $^3D_3$ ,  $a\ ^1D_2$ ,  $^3F_4$ ,  $^1S_0$ ,  $^3D_2$ ,  $^3F_3$ ,  $^3D_1$ ,  $^3P_2$ ,  $^3F_2$ ,  $^3P_1$ ,  $^1G_4$ ,  $b\ ^1D_2$ .  $^3D_3$ ,  $d^9 s$  ist der Grundterm. Die Festsetzung stimmt gut zu der Theorie von Hund und den Untersuchungen von Meggers und Laporte. Im ganzen sind 72 Niveaus vorhanden, die in 12 untere, 45 mittlere und 15 obere geteilt werden. Aus den Kombinationen der 72 Niveaus wurden 376 Linien gewonnen, die fast sämtliche starken Bogenlinien umfassen.

Güntherschulze.

**J. Stuart Foster.** Effect of combined electric and magnetic fields on the helium spectrum. Phys. Rev. (2) 31, 153, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Lo-Surdo-Röhre wurde durch die Pole eines großen Elektromagnets gesteckt, so daß in ihr das elektrische Feld und das Magnetfeld einander parallel waren. Es zeigt sich dann im wesentlichen ein normaler Starkeffekt, über den sich eine relativ kleine Zeemanaufspaltung lagert, die durch ein gleichförmiges Feld mäßiger Stärke verursacht ist. Wenn auch manche Linien den kombinierten Effekt zeigen, wurde doch die Starkkomponente von  $2 P - 5 F$ , die durch  $m = \pm 2$  im Ausgangszustand charakterisiert ist, für die quantitativen Messungen als geeignetste ausgewählt. Sie wird durch das Magnetfeld in zwei Komponenten gleicher Intensität mit einem Abstand von 0,41 Å aufgeteilt.

Güntherschulze.

**W. A. Schneider.** Actino-electric effects in argentite. Phys. Rev. (2) 31, 82—89, 1928, Nr. 1. Es wurden Argentitkristalle aus Sachsen und Mexiko untersucht. Sie waren 1 bis 2 cm lang und von verschiedener Dicke. Der Kontakt mit dem Kristall wurde durch Herumwickeln von sehr dünnem und sorgfältig gereinigtem Kupferdraht möglichst nahe an den Kristallenden hergestellt und die beiden Kupferdrähte an ein hochempfindliches Galvanometer angeschlossen. Kristall soll in diesem Zusammenhang nicht einen Einkristall, sondern ein Kristallaggregat bedeuten. Bestrahlt wurde mit einer gasgefüllten 400 Watt-Wolframlampe. Es zeigte sich, daß der Sitz der Umbildung des Lichtes in Elektronenenergie sowohl an den Berührungsstellen als auch an bestimmten Stellen des Kristalls liegt. Der Effekt verschwindet, wenn die Kristallstruktur zerstört wird. Die Stärke des aktinoelektrischen Stromos zeigt bei bestimmten Intensitäten einen eigentümlichen Sekundäreffekt. Zwischen den aktinoelektrisch erzeugten Strömen und der Zeit der Belichtung besteht bei konstanter Erholungszeit die Beziehung  $i = A \cdot e^{-at}$ . Dabei nimmt  $a$  mit der Dauer der Erholung zu und ist der entscheidende Faktor für den Dunkelstrom und die photoelektrische Hysterese des Kristalls.  $a$  hängt wahrscheinlich eng mit dem positiven Teil des von Gudden und Pohl beschriebenen photoelektrischen Stromes zusammen.

Güntherschulze.

**W. Seitz und M. J. Nacken.** Über das Schwärzungsgesetz der photographischen Platte für Elektronenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 8, 41—42, 1927, Nr. 3. Für Kathodenstrahlen, deren Voltgeschwindigkeit

zwischen 700 und 10000 variierte, wurde unter Messung der Elektronendichte  $i$  und der Expositionszeit  $t$  die Schwärzung  $S$  einer Agfa-Kontrastplatte ermittelt. Die Schwärzung ergab sich für gegebene Geschwindigkeit der Elektronen nur abhängig von dem Produkt  $i \cdot t$ . Die Schwärzungskurven sind verschieden von denen für Licht und Röntgenstrahlen. Die Silberkörner der entwickelten Platte liegen in einer dünnen Oberflächenhaut.

P. P. Koch.

**Arthur C. Hardy and Fred H. Perrin.** The sensitometry of the bichromated gelatin process. Journ. Frankl. Inst. **205**, 197—219, 1928, Nr. 2. Das benutzte sensitometrische Verfahren schließt sich eng der klassischen Methode von Hurter und Driffield an. Wegen der Unempfindlichkeit des Materials mußte mit einer Beleuchtung von 4000 Meterkerzen und mit Expositionszeiten bis zu 25 Minuten gearbeitet werden. Die Ergebnisse sind in zahlreichen Kurven niedergelegt. Eine Theorie des Prozesses wird gegeben.

P. P. Koch.

**Georges Simon.** Développement des plaques de Daguerre par pulvérisation de cathode. C. R. **186**, 139, 1928, Nr. 3. Daguerreplatten sind Platten aus poliertem Silber, die durch Joddämpfe schwach angegriffen sind. Nach der Belichtung werden sie in Quecksilberdampf entwickelt. Verf. hat gefunden, daß man den Quecksilberdampf durch Kathodenerstäubung einer amalgamierten Kupferelektrode ersetzen kann. Die Zerstäubung darf jedoch nur einen Bruchteil einer Sekunde dauern. Infolge dieser kurzen Dauer stört das Glimmlicht nicht. Es gelang auch, mit einer Kupferkathode auf einer jodierten Kupferplatte nach der Belichtung ein Bild hervorzurufen.

Güntherschulze.

**G. Eberhard.** Photographisch-photometrische Untersuchungen. Publ. Astrophys. Obs. Potsdam **26**, 68 S., 1926, Nr. 1. Die Arbeit beschreibt das im Potsdamer Observatorium benutzte Röhrenphotometer und untersucht systematisch seine Fehlerquellen. Der Röhrenkörper mit der photographischen Platte ist einer Mattscheibe (bzw. Mattscheibensatz) gegenübergestellt, die von einer hinter ihr befindlichen Glühlampe beleuchtet wird; zwecks Elimination von Fehlern durch ungleiche Helligkeit der Mattscheibe rotiert der Röhrenkörper mit der Platte. Die Röhren sind konzentrisch angeordnet und besitzen gleichen Durchmesser. An der der Mattscheibe zugekehrten Seite befindet sich die Metallblende mit den verschieden großen Öffnungen; die Öffnungen folgen bezüglich ihrer Größe in bestimmter Reihenfolge, um Fehler durch einen Keilwinkel in der photographischen Schicht nach Möglichkeit zu vermeiden. Mit Hilfe von Gittern, Blenden usw. sowie durch Änderung des Abstandes von Mattscheibe und Lampe wurde das dem Röhrenphotometer zugrunde liegende Prinzip geprüft; es wurde als exakt richtig befunden. — Es werden folgende Eigenschaften photographischer Platten, die bei photometrisch-photographischen Arbeiten berücksichtigt werden müssen, systematisch untersucht: Ungleichförmigkeit der Platten, es wird gefunden, daß die Abweichungen meist einen systematischen Gang zeigen und zufällige Abweichungen selten sind. Eberhard führt dies darauf zurück, daß die Emulsion keine planparallele Schicht, sondern einen Keil bildet. Systematische Untersuchung des Einflusses der Schichtdicke auf das Verhalten photographischer Platten; ebenso Untersuchung des Einflusses von Schleierbildung auf die Resultate. Untersuchung des „Nachbareffektes“ (Einfluß der Größe der belichteten Stelle auf die Schwärzung); zur Vermeidung des Nachbareffektes wird Entwicklung mit Eisenoxalat empfohlen, Standentwicklung bei photographisch-photometrischen Arbeiten hingegen wegen sehr großen Nachbareffektes völlig verworfen. Die beim Arbeiten mit dem Hart-

mannschen Mikrophotometer auftretenden Fehlerquellen werden systematisch untersucht; die Abstimmung der Röhrenphotometerlampe auf eine mittlere Sternfarbe wird beschrieben.

Dziobek.

**Lester I. Bockstahler.** The overshooting of the temperature of a tungsten filament. Phys. Rev. (2) 31, 303—304, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Unter Verwendung eines Oszillographen mit zwei Schleifen wurden der Heizstrom eines gerade ausgespannten Drahtes einer Wolframglühlampe und der vom mittleren Teil des Drahtes emittierte Thermionenstrom gleichzeitig aufgenommen. Es zeigte sich, daß beim Schließen des Stromkreises auf das momentane über die Gleichgewichtslage Hinausschießen des Stromes ein deutliches Hinausschießen des Thermionenstromes folgte. Da der Thermionenstrom die Temperatur des Drahtes anzeigen findet also ein Überschießen der Energieaufnahme beim Einschalten statt. Zur Probe wurde mit der einen Schleife der Heizstrom, mit der anderen der Spannungsverlust im mittleren Teil des Drahtes aufgenommen. Das Produkt der zusammengehörigen Ordinaten zeigte in der Tat ein Überschießen der Leistung. Die Größe und Dauer dieses Überschießens hing von der Endtemperatur und den Abmessungen des Drahtes ab. Die Endwirkungen des Drahtes wurden durch Potentialableitungen und Schutzringe eliminiert. Um Induktivität und Spannungsabfall in der Leitung auf einen möglichst geringen Betrag hinabzudrücken, diente ein Akkumulator großer Kapazität, der mit der Lampe durch kurze dicke Kupferstränge verbunden war, als Stromquelle. Güntherschulze.

**M. Pirani und H. Schönborn.** Über den Lichtverlust in mattierten Gläsern. S.-A. Licht u. Lampe 1926, Nr. 14, 8 S. Die Messungen wurden in einer Ulbrichtschen 50 cm-Kugel ausgeführt, indem das Mattglas an einem Halter in der Mitte der Kugel befestigt und durch eine Öffnung in der Kugelwand das Bild einer 4 Amp.-Wolframpunktlampe auf das Mattglas geworfen wurde. Die photometrische Messung der Leuchtdichte der Kugelwandung in dieser Anordnung und nach Entfernung des Mattglases ergibt dann den Absorptionsverlust durch das Mattglas. Die Absorption bei den verschiedenen Arten von Mattgläsern bewegt sich zwischen etwa 4 und 12 %. Die Verff. geben einen Erklärungsversuch für den durch Mattierung bedingten Lichtverlust. Dziobek.

**T. Smith and J. Herbert Parsons.** Light and Sight. Nature 121, 242—243, 1928, Nr. 3042. Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit von Sir John Parsons in Nature 121, 94, 1928, Nr. 3038.

Sewig.

**Siegfried Rösch.** Die Kennzeichnung der Farben. Phys. ZS. 29, 83—91, 1928, Nr. 3. Aus der Zusammenfassung: „Es ist möglich, jede reelle Farbe durch eine gleich aussehende zu ersetzen, deren Spektrum nur aus Ordinaten eines konstanten Wertes oder des Wertes Null besteht, und das höchstens zwei Sprungstellen von und nach Null aufweist. Dieses Spektrum und damit die zu vergleichende Farbe kann eindeutig definiert werden durch die Größe dieses konstanten Wertes (relative Helligkeit  $H_r$ ) und durch die Lage der beiden Sprungstellen (oder, was dasselbe ist, durch eine Spaltbreite  $s_p$  und eine mittlere Wellenlänge  $\lambda_m$ ). Spektren, bei denen die relative Helligkeit gleich der maximalen ist, bilden Extremfälle, die das Farbensystem nach außen begrenzen. Sie sind zur Definierung der Farbe besonders geeignet. — Um praktisch diesem Ziele näherzukommen, wurde ein Apparat gebaut und beschrieben, bei welchem eine Synthese solcher hellstmöglicher Farben aus Spektralteilen vorgenommen werden kann; das Lichtgemisch wird mit dem Prüfling gleich aussehend gemacht, und es werden dann die drei Koordinaten abgelesen; die Vorversuche fielen befriedigend aus.“

K. W. F. Kohlrausch.

## 7. Wärme.

**Raoul Pictet.** Démonstration expérimentale du potentiel de l'éther. Ses conséquences dans la théorie physique des propriétés des vapeurs et des gaz. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève **44**, 127—130, 143—145, 1927, Nr. 3.

**Raoul Pictet.** Cycle à gaz transformant en énergie la totalité de la chaleur fournie au cycle. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève **44**, 163—165, 1927, Nr. 3. Scheel.

**A. Eucken.** Zur Klärung der Bezeichnung: „adiabatisch“. ZS. f. techn. Phys. 9, 69—70, 1928, Nr. 2. Da die Verwendung der Bezeichnung „adiabatisch“ in den verschiedenen Anwendungsgebieten der Wärmelehre nicht einheitlich ist, wird zur Vermeidung von Irrtümern vorgeschlagen, für sämtliche Vorgänge ohne Wärmezufuhr den Ausdruck „adiabatisch“, dagegen für reversible Vorgänge ohne Wärmezufuhr den Ausdruck „isentropisch“ zu gebrauchen. Tingwaldt.

**Paul Beyersdorfer und Lothar Braun.** Über den Begriff Feuergefährlichkeit. ZS. f. techn. Phys. 9, 17—19, 1928, Nr. 1. Da die Feuergefährlichkeit eines Stoffes um so größer, je kleiner die Wärmemenge ist, die zur Entzündung von 1 g, d. h. zur Erreichung der Entzündungstemperatur nötig ist und die die Verff. die „Entzündungswärme“ nennen, und da anderenfalls die Ausbreitungsgefahr mit der Verbrennungswärme pro Gramm des Stoffes wächst, so wird

das Verhältnis  $F = \frac{\text{Verbrennungswärme}}{\text{Entzündungswärme}}$  als Maß der „Feuergefährlichkeit“ vorgeschlagen. An Hand einer kleinen Tabelle für die Feuergefährlichkeit verschiedener Gase, H<sub>2</sub>, CS<sub>2</sub>, für gelben und roten Phosphor, für Schwefel- und Zuckerstaub und verschiedene Sorten von Al-Pulver wird die Brauchbarkeit dieser Definition gezeigt. Der Flammpunkt wird nicht als brauchbares Maß für die Feuergefährlichkeit dargestellt (was natürlich mit der Brauchbarkeit als relatives Maß für ein und dieselbe brennbare Flüssigkeit, z. B. Petroleum, nichts zu tun hat; der Ref.). Bollé.

**P. G. Nutting.** Weight and temperature. Science (N. S.) **66**, 652—653, 1927, Nr. 1722. [S. 923.] Sewig.

**Donald H. Andrews.** The Distribution of Thermal Energy in Organic Molecules. Comm. Leiden, Suppl. No. 56b to Nos. 169—180, S. 15—27, 1926. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **29**, 744—753, 1926, Nr. 5; diese Ber. **8**, 1585, 1927. Scheel.

**W. Westwater, H. W. Frantz and J. H. Hildebrand.** Internal pressures of pure liquids and liquid mixtures. Phys. Rev. (2) **30**, 363, 1927, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wie J. H. Hildebrand gezeigt hat, können ideale Lösungen nur von Flüssigkeiten gebildet werden, für die der Quotient  $\gamma = (\partial P / \partial T)_v$  identische Werte hat. Der innere Druck ist dann durch  $\gamma T$  zu bezeichnen. Die Verff. bestimmten den Wert von  $\gamma$  für acht reine Flüssigkeiten und für 13 ihrer 50 molproz. Gemische, um daraus die Abweichungen der Lösungen von dem Idealzustand abzuleiten. Die Beziehung zwischen  $P$  und  $T$  ist über ein Intervall von 20 Atm. linear; die Neigung der Geraden zur Abszissenachse hängt von dem Molarvolumen der Flüssigkeit ab. Die folgenden Werte wurden

(in Atmosphären pro Grad) für das bei 20° und 1 Atm. Druck geltende Molarvolumen beobachtet: 1. Heptan 8,91, 2. Kohlenstofftetrachlorid 11,72, 3. Schwefelkohlenstoff 12,95, 4. Benzol 12,92, 5. Äthylenchlorid 11,66, 6. Äthylenbromid 15,87. Für die 50 molproz. Gemische wurden die folgenden Werte gefunden: 1 und 6: 11,03, 2 und 4: 12,37, 3 und 4: 12,53, 4 und 5: 13,18, 4 und 6: 14,40, 1 und 7: 9,59, 1 und 2: 9,89, 1 und 3: 10,02, 1 und 4: 10,04, 1 und 8: 10,97, 3 und 7: 12,10, 3 und 8: 14,33, 6 und 8: 15,94. Die Werte für die Gemische sind kleiner als die sich unter der Annahme der Additivität ergebenden, und die Abweichung ist größer als die nach der von Biron gegebenen Formel  $\gamma_1\gamma_2/(\gamma_1N_1 + \gamma_2N_2)$  berechnete, in der  $N_1$  und  $N_2$  die Molenbrüche der Konstituenten bezeichnen.

Böttger.

**E. D. Eastman.** Theory of the Soret effect. Journ. Amer. Chem. Soc. 50, 283—291, 1928, Nr. 2. [S. 981.]

**E. D. Eastman.** Electromotive force of electrolytic thermocouples and thermocells and the entropy of transfer and absolute entropy of ions. Journ. Amer. Chem. Soc. 50, 292—297, 1928, Nr. 2. [S. 974.]

Brückner-Dresden.

**J. A. Eldridge.** Experimental test of Maxwell's distribution law. Phys. Rev. (2) 31, 150, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Anzahl rotierender, auf der gleichen Achse sitzender Scheiben mit Paraffinnuten wurde als Geschwindigkeitsfilter benutzt. Der Abstand zwischen den Endscheiben betrug 12,7 cm, was bei einer Geschwindigkeit von 85 Umdrehungen in der Sekunde auf der Meßplatte eine Dispersion von 1 mm für 2140 m/sec gab. Benutzt wurde Cd-Dampf, dessen Moleküle nach dem Passieren des Filters auf einer gekühlten Glasfläche kondensiert wurden. Die Intensitäten des Niederschlags wurden gemessen und waren in befriedigender Übereinstimmung mit dem Maxwell'schen Verteilungsgesetz.

Güntherschulze.

**Léon Schames.** Gegenseitige Anziehung und Abstoßung der Gasmoleküle und die daraus folgende Theorie der inneren Reibung. (Vorläufige Mitteilung.) Phys. ZS. 29, 91—94, 1928, Nr. 3. Die potentielle, von dem elektrischen Aufbau der Gasmoleküle herrührende Energie  $\Phi$  sei:

$$\Phi = -\frac{A}{r^m} + \frac{B}{r^n} \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

wo  $m \geq 3$ ,  $n > m$ . Für  $T = 0$  sind die Moleküle im Gleichgewicht im Minimum von  $\Phi$  bei einer Entfernung  $r_0 \equiv s_0$ , dem Durchmesser der Moleküle für  $T = 0$ . Mit wachsender Temperatur nimmt der mittlere Durchmesser  $s$  ab, und zwar wird

$$\Phi_s - \Phi_0 = kT \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

( $k$  = Boltzmannsche Konstante). Durch Zusammenfassen von (1) und (2) erhält man nach kurzer Rechnung:

$$\frac{n-m}{n} - \left(\frac{s}{s_0}\right)^m + \frac{m}{n} \left(\frac{s}{s_0}\right)^n = \frac{T}{T_0} \quad \dots \dots \dots \quad (3)$$

wobei für  $A/r_0^m = kT_0$  gesetzt ist. (3) stellt also die Temperaturabhängigkeit des mittleren Durchmessers der Gasmoleküle dar. Wenn die Moleküle als kugelförmig vorausgesetzt werden, muß dieser Wert von  $s$  die innere Reibung  $\eta$  der Gase bestimmen, er muß also in die Formel:

$$\eta = \frac{1}{\pi s^2 N} \sqrt{\frac{RTM}{\pi}} \quad \dots \dots \dots \quad (4)$$

statt des konstanten  $s$  für elastische Moleküle eingeführt werden. Um diese Theorie zu prüfen, wird sie auf die innere Reibung des Heliums angewandt, die im Bereich von  $T = 15$  bis  $457^\circ$  von Kamerlingh Onnes und Weber genau gemessen ist. In einer Tabelle und in einer Figur wird die gute Übereinstimmung der Theorie mit den Messungen gezeigt, wenn  $m = 8$ ,  $n = 9$ ,  $s_0 = 3,16 \cdot 10^{-8}$ ,  $T_0 = 47^\circ$  gesetzt wird. Zum Schluß wird dies Resultat mit denjenigen von Lennard-Jones und von Zwicky verglichen, und es wird darauf hingewiesen, daß der hier gefundene Wert von  $m$  eine starke Stütze für die Theorie von Debye ist, nach der die Edelgasatome nur durch ihre gegenseitige Polarisation aufeinander anziehend wirken.

L. Schames.

**I. N. Longinescu.** Nouvelle propriété additive des liquides. C. R. 185, 1472—1474, 1927, Nr. 25. Aus Beziehungen der kritischen Größen zur Konstanten der van der Waalsschen Formel ( $a$ ) werden verschiedene Gleichungen abgeleitet, welche den Zusammenhang dieser Werte ausdrücken. Die Konstanten  $c_1, c_2 \dots$  der Gleichungen  $a_{\text{krit.}}^{1/2} \cdot V_{\text{krit.}}^{1/6} = \text{const.}$ ,  $T_{\text{krit.}}^{1/2} \cdot V_{\text{krit.}}^{2/3} = c_1 + c_2 + \dots$  sind charakteristisch für jede Atomart, z. B. für C + 50, 100 und 150 bei ein-, zwei- und dreifacher Bindung. Sie gestatten, den Wert einer Verbindung additiv zu berechnen. Die geschilderten Verhältnisse sind bei assoziierten Flüssigkeiten analog.

St. Handel.

**R. W. James and Elsie M. Firth.** An X-Ray Study of the Heat Motions of the Atoms in a Rock-Salt Crystal. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 62—87, 1927, Nr. 776. Die Messung des Verhältnisses der Reflexionsintensität von Röntgenstrahlen an einem Steinsalzkristall bei der Temperatur der flüssigen Luft zu der Reflexionsintensität bei gewöhnlicher Temperatur für eine Anzahl von Spektren führt zu Werten, welche bis  $500^\circ$  abs. mit den von Waller (Dispersionstheorie der Röntgenstrahlen. Dissertation Upsala 1925) theoretisch abgeleiteten innerhalb der Meßfehler übereinstimmen. Bei höheren Temperaturen findet der Intensitätsabfall viel rascher statt, als die Theorie voraussehen läßt. Es wurde eine Neubestimmung des Absolutwertes der Gesamtreflexion für das (200)-Spektrum eines Steinsalzkristalls ausgeführt. Durch Vergleich mit diesem Werte wurden die Reflexionen einer Anzahl von Flächen des Steinsalzes im absoluten Maße bestimmt. Daraus wurde der Streuungsfaktor der Atome Na und Cl für verschiedene Temperaturen abgeleitet. Durch Anwendung der Fourieranalyse wurde die Elektronenverteilung zwischen den (111)-Flächen bei verschiedenen Temperaturen berechnet und aus der Verbreiterung der Verteilungskurven der Mittelwert der Schwingungsamplituden der Atome bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Er beträgt für  $290^\circ$  abs.  $0,20 \text{ \AA}$  und bei  $900^\circ$  abs.  $0,58 \text{ \AA}$ .

G. Karagunis.

**F. P. G. A. J. van Agt and H. Kamerlingh Onnes.** On the measurement of very low temperatures. XXXIII. The comparison of the constant volume hydrogen and helium thermometers with various zero-point pressures. Comm. Leiden Nr. 176d, S. 43—52, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 693—700, 1925, Nr. 7; diese Ber. 7, 510, 1926. Scheel.

**Alexander Russell and J. R. Partington.** The Two Calories. Nature 121, 170, 1928, Nr. 3040. Russell erinnert im Hinblick auf den Brief von Marks über die beiden Kalorien (diese Ber. S. 814) daran, daß Thomas Muir vor 14 Jahren für sie die Namen Therm und Kilotherm vorgeschlagen hat. Russell hält die Kilowattstunde und ihre Unterabteilungen für die besten Wärme-einheiten. Partington wendet sich gegen den Vorschlag von Marks; wird die

große Kalorie mit K bezeichnet, so führt das nach ihm zur Verwechslung mit der veralteten Ostwaldschen Kalorie. Im Bureau of Chemical Abstracts wurde beschlossen, die kleine Kalorie mit kcal und die große mit kcal zu bezeichnen. Die Wahl der Temperatur stiftet weitere Verwirrung. Wenn sie bekannt ist, sollte sie als Suffix, z. B. kcal<sub>15</sub> beigefügt werden. Güntherschulze.

**H. R. Lang.** On the Measurement of the Variation of the Specific Heat of Aniline with Temperature, using the Continuous Flow Electric Method. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 138—156, 1928, Nr. 779. Die Versuche sind im wesentlichen ebenso angeordnet, wie diejenigen von Callendar und Barnes an Wasser. Die Ergebnisse sind graphisch dargestellt. Aus der Kurve sind die folgenden Werte der wahren spezifischen Wärme bei runden Temperaturen abgegriffen:

Temperatur ° C	Spezifische Wärme	Temperatur ° C	Spezifische Wärme
5	0,4912	45	0,5050
10	0,4923	50	0,5080
15	0,4937	55	0,5112
20	0,4951	60	0,5148
25	0,4967	65	0,5183
30	0,4982	70	0,5218
35	0,5003	75	0,5253
40	0,5024		

Zwischen 5 und 60° werden die Beobachtungen gut durch die Formel

$$c = 0,4951 + 0,000287(t - 20) + 0,0000027(t - 20)^2 + 0,000000061(t - 20)^3$$

Scheel.

**J. N. Brönsted.** Über die thermischen Daten des Zinns und angebliche Verzögerungserscheinungen bei der allotropen Zinnumwandlung. ZS. f. phys. Chem. 131, 366—370, 1928, Nr. 5/6. Antwort an E. Cohen. Die von Cohen und Moesveld an den Messungen der thermischen Daten des Zinns des Verf. geübte Kritik wird als unbegründet zurückgewiesen. Die neuerdings von Cohen und Dekker veröffentlichten  $c_w$ - und  $c_g$ -Werte stehen mit den 15 bzw. 13 Jahre älteren Werten in guter Übereinstimmung. Die Annahme, daß die Übereinstimmung zufällig ist, wird widerlegt. Sewig.

**J. H. Perry.** The vapor pressures of methylene chloride. Journ. phys. chem. 31, 1737—1741, 1927, Nr. 11. Der Dampfdruck von reinem Methylchlorid wird im Temperaturbereich von 181,6 bis 311,5° abs. ermittelt. Durch Extrapolation der Dampfdruck-Temperaturkurve bis auf Atmosphärendruck folgt für den Siedepunkt 40,67° C. Die Verdampfungswärme ergibt sich aus der vereinfachten Clapeyronschen Gleichung zu 7020 cal/Mol. Die kritische Temperatur wird aus einer Beziehung von Prud'homme zu 215,7° C errechnet, während experimentell von Nadejdine 245,1° C gefunden ist. Tingwaldt.

**J. C. Hubbard and A. L. Loomis.** Compressibilities of liquids by the sonic interferometer. Phys. Rev. (2) 31, 158, 1928, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 945.] Güntherschulze.

**S. Weber.** The thermal conductivity of neon. Comm. Leiden, Suppl. No. 42b to Nos. 145—156, S. 25—41, 1918. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **21**, 342—356, 1919; diese Ber. **1**, 1171, 1920. Scheel.

**F. P. G. A. J. van Agt and H. Kamerlingh Onnes.** On the measurement of very low Temperatures. XXXII. The thermal expansion of Jena-glass 16<sup>III</sup>. Comm. Leiden Nr. 176a, S. 3—11, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **28**, 667—673, 1925, Nr. 7; diese Ber. **7**, 350, 1926. Scheel.

**W. H. Keesom, F. P. G. A. J. van Agt and A. F. J. Jansen.** The thermal expansion of copper between + 101° C and — 253° C. Comm. Leiden Nr. 182a, S. 3—9, 1926. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam **29**, 786—791, 1926, Nr. 6; diese Ber. **8**, 383, 1927. Scheel.

**Peter Hidnert and W. T. Sweeney.** Thermal expansion of alloys of the „stainless iron“ type. Scient. Pap. Bureau of Stand. **22**, 639—647, 1928, Nr. 570. Es wurden neun Proben verschiedener Herkunft untersucht, deren Gehalt an Chrom zwischen 11,9 und 16,4, an Kohlenstoff zwischen 0,09 und 0,13 % variierte. Die Proben zeigen eine kleinere Ausdehnung als Eisen selbst. Im Mittel ergeben sich folgende mittlere Ausdehnungskoeffizienten  $\beta$  zwischen 20 und  $t^0$ :

$t$ °C	$\beta \cdot 10^6$	$t$ °C	$\beta \cdot 10^6$
100	10,0	600	11,8
200	10,3	700	12,2
300	10,8	750	12,3
400	11,2	800	12,5
500	11,6		

Zunehmender Chromgehalt bewirkt allgemein ein leichtes Anwachsen der Umwandlungstemperatur beim Erhitzen. Die Kontraktion bei der Umwandlung durch Erhitzen nimmt mit zunehmendem Chromgehalt ab. Scheel.

**Willi M. Cohn.** Über Ausdehnungskoeffizienten von Zirkonoxyd. Ber. D. Ker. Ges. **9**, 16—18, 1928, Nr. 1. In der vorliegenden Arbeit wurden die Ausdehnungskoeffizienten von Zirkonoxyd, welches bei verschiedenen Temperaturen

Ausdehnungskoeffizienten  $\beta$  für Zirkonoxyd, gebrannt, zwischen 20° C und den Temperaturen  $t^0$  C.

Temperatur $t$ °C	$\beta \cdot 10^{-6}$ für Material		
	$A$ (2100° C)	$B$ (1440° C)	$C$ (1250° C Brenntemperatur)
40	8,0	5,0	3,8 <sub>5</sub>
60	8,0	5,5	3,7
80	8,1	5,5 <sub>5</sub>	3,7
100	8,2	5,7	3,7
120	8,3 <sub>5</sub>	5,8	3,7 <sub>5</sub>
140	8,5	6,0	3,8
160	8,5 <sub>5</sub>	6,0 <sub>5</sub>	3,8
180	8,6	6,1	3,8 <sub>5</sub>
200	8,7	6,2	3,9

gebrannt war, mit Hilfe einer Vergleichsmethode unter Verwendung von Quarzglas bestimmt (Apparatur von Goerz nach A. Leman und A. Werner, ZS. f. Instrkde. 33, 65, 1913; 44, 315, 1924). Im Gegensatz zu vielen in der Literatur verbreiteten Angaben ergeben sich für Zirkonoxyd Ausdehnungskoeffizienten der gleichen Größenordnung, wie sie für andere keramische Materialien gefunden worden sind. — Die erhaltenen Werte sind in der vorstehenden Tabelle wiedergegeben.

W. M. Cohn.

**F. P. G. A. J. van Agt and H. Kamerlingh Onnes.** Isotherms of mon-atomic substances and their binary mixtures. XXV. The same of diatomic substances. XXXI. The compressibility of hydrogen- and helium-gas between  $90^{\circ}$  and  $14^{\circ}$  K. Comm. Leiden Nr. 176b, S. 15—29, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 674—686, 1925, Nr. 7; diese Ber. 7, 1581, 1926.

Scheel.

**F. P. G. A. J. van Agt.** Isotherms of di-atomic substances and their binary mixtures. XXXII. On the behaviour of hydrogen according to the law of corresponding states. Comm. Leiden Nr. 176c, S. 33—39, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 687—692, 1925, Nr. 7; diese Ber. S. 429.

Scheel.

**G. P. Nijhoff and W. H. Keesom.** Isotherms of di-atomic substances and their binary mixtures. XXXIII. Isotherms of oxygen between  $-40^{\circ}$  C and  $-152,5^{\circ}$  C and pressures from 3 to 9 atmospheres. Comm. Leiden Nr. 179b, S. 11—19, 1925. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 28, 963—970, 1925, Nr. 10; diese Ber. S. 284.

Scheel.

**W. H. Keesom.** Solid helium. Comm. Leiden Nr. 184b, S. 9—20, 1926. Schon berichtet nach Proc. Amsterdam 29, 1136—1145, 1926, Nr. 9; diese Ber. 8, 1241, 1927.

Scheel.

**E. Mathias, C. A. Crommelin, H. Kamerlingh Onnes et J. C. Swallow.** Expériences ultérieures avec l'hélium liquide. Le diamètre rectiligne de l'hélium. Ann. de phys. (10) 5, 359—370, 1926, Mai/Juni. Das Ergebnis der Untersuchung über die Dichte des Heliums unterhalb der kritischen Temperatur ist folgendes:

$t$ $^{\circ}$ C	$T$ $^{\circ}$ K	$\varrho_{fl}$	$\varrho_d$	$t$ $^{\circ}$ C	$T$ $^{\circ}$ K	$\varrho_{fl}$	$\varrho_d$
— 268,38	4,71	0,1139	0,026 99	— 269,79	3,30	0,1395	0,006 485
— 268,50	4,59	0,1165	0,023 89	— 270,53	2,56	0,1457	0,002 079
— 268,86	4,23	0,1258	0,016 37	— 270,72	2,37	0,1466	0,001 368
— 268,87	4,22	0,1255	0,016 18	— 270,79	2,30	0,1469	0,001 159
— 269,19	3,90	0,1311	0,011 76				

Der geradlinige Durchmesser wird durch die Formel  $D = -0,40263 - 0,0017616 t$  dargestellt. Bei der kritischen Temperatur  $-267,90^{\circ}$  C ( $5,19^{\circ}$  K) ergibt sich danach für die kritische Dichte:  $\varrho_k = 0,06930$ . Der kritische Koeffizient  $R T_k \varrho_k / p_k$  ist 3,270.

Otto.

**Gregory Paul Baxter and Howard Warner Starkweather.** The density, compressibility and atomic weight of neon. Proc. Nat. Acad. Amer. **14**, 50—57, 1928, Nr. 1. Nach der früher beschriebenen Methode (Proc. Nat. Acad. Amer. **12**, 699, 1926; diese Ber. 8, 2322, 1927) wurden die Dichten des Neons bei 0° C und drei Drucken gemessen. Es ergaben sich folgende Durchschnittswerte:

Druck Atm.	Dichte	P V
1	0,899 90	1,000 00
$\frac{2}{3}$	0,600 04	0,999 82
$\frac{1}{3}$	0,300 09	0,999 59

Unter der Annahme, daß  $P V$  sich proportional mit dem Druck ändert und den Werten bei kleinen Drucken gleiches Gewicht zugestanden wird, errechnen Verff. für den Druck Null  $P V = 0,99942$ . Atomgewicht: 20,182. *Otto.*

**Gregory Paul Baxter and Howard Warner Starkweather.** The density, compressibility and atomic weight of argon. Proc. Nat. Acad. Amer. **14**, 57—63, 1928, Nr. 1. Nach derselben Methode (s. vorstehendes Referat) wurde Argon untersucht:

Druck Atm.	Dichte	P V
1	1,783 64	1,000 00
$\frac{2}{3}$	1,188 74	1,000 30
$\frac{1}{3}$	0,594 19	1,000 60

Daraus ergibt sich  $(P V)_{P=0} = 1,00090$  und das Atomgewicht zu 39,943. Die gewonnenen Ergebnisse werden zusammengestellt:

	Sauerstoff	Stickstoff	Neon	Argon
Normale Dichte . . . . .	1,428 965	1,250 36	0,899 90	1,783 64
Atomgewicht . . . . .	16,000	14,008	20,183	39,944
$(P V)_0/(P V)_1$ . . . . .	1,000 93	1,000 40	0,999 41	1,000 90

*Otto.*

**J. Kissner.** Zur Bestimmung des Schmelzpunktes der Paraffine und die Herstellung von Paraffinmischungen von bestimmtem Schmelzpunkt. ZS. f. wiss. Mikrosk. **44**, 443—451, 1927, Nr. 4. Für mikrotechnische Zwecke ist es wichtig, Paraffine von bestimmtem Schmelzpunkt schnell herstellen zu können. Um durch Berechnung der Mengen der notwendigen Komponenten zur Herstellung einer solchen Paraffinmischung zu einem gewünschten Schmelzpunkt zu kommen, ist es notwendig, den Schmelzpunkt exakt bestimmen zu können. Verf. gibt hierzu die Hallesche Methode für geeignet an, welche in der Beobachtung der oberflächlichen Hautbildung (als Erstarrungspunkt) auf einem geschmolzenen Paraffintropfen besteht. Die gewöhnliche Schmelzpunktsbestimmungsmethode lässt sich beim Paraffin nach Angaben von D. Holde am besten ausführen. Verf. empfiehlt, die gewünschten Paraffine aus den Sorten

von 40, 50 und 60 bis 63° Schmelzpunkt zu bereiten. Von den beiden zu mischenden Sorten muß das eine Paraffin höher, das andere niedriger schmelzen als das gewünschte. Zur Berechnung der Komponenten zur Herstellung einer bestimmten Menge ( $z$ ) Paraffin vom gewünschten Schmelzpunkt ( $s_3$ ) leitet Verf. die Formel ab:

$$y = z \cdot \frac{s_3 - s_1}{s_2 - s_1}, \quad x = z - y,$$

$$x = z \cdot \frac{s_2 - s_3}{s_2 - s_1}, \quad y = z - x,$$

wobei  $x$  und  $y$  die Mengen der vorrätigen Paraffine von den bekannten Schmelzpunkten  $s_1$  (höher) und  $s_2$  (niedriger) bedeuten. Es wurde weiterhin die beim Abkühlen auf 15° stattfindende Kontraktion von Paraffinen verschiedener Schmelzpunkte (von 36 bis 60°) genau bestimmt. Zum Schluß untersucht Verf. die das Schneiden von Paraffin beherrschenden Momente und bringt die Erzielung verschiedener Schichtdicken mit den Schneidetemperaturen, mit dem Anstellwinkel und mit der Variation der Schmelzpunkte der Paraffine in Zusammenhang.

*St. Handel.*

**W. Westwater, H. W. Frantz and J. H. Hildebrand.** The internal pressure of pure and mixed liquids. Phys. Rev. (2) 31, 135—144, 1928, Nr. 1. Als innerer Druck wird die Größe  $T(\partial p/\partial T)_v = T\gamma$  definiert. Die Messung des Ausdrucks  $\gamma = (\partial p/\partial T)_v$  geschieht in einer Anordnung, welche im wesentlichen aus einem Thermometer konstanten Volumens besteht. Die Größe  $\gamma$  wird für acht reine Flüssigkeiten und für 12 Flüssigkeitsgemische, welche aus je zwei Komponenten gleicher molarer Konzentration bestehen, für eine Reihe von Temperaturen zwischen 15 und 35° ermittelt. Für  $\gamma$  in Atmosphären pro Grad werden bei 20° folgende Werte erhalten: 1. Heptan 8,66; 2. Aceton 11,22; 3. Kohlenstoff-tetrachlorid 11,47; 4. Benzol 12,58; 5. Kohlenstoffdisulfid 12,67; 6. Äthylchlorid 14,17; 7. Äthylbromid 15,20; 8. Bromoform 15,32. Für die Mischungen ergeben sich, wenn die Komponenten der Mischung durch die Angabe der Nummern der genannten Substanzen gekennzeichnet werden, folgende Werte: 1 bis 2: 9,27; 1 bis 3: 9,68; 1 bis 4: 9,86; 1 bis 5: 9,84; 1 bis 7: 10,66; 1 bis 8: 10,86; 3 bis 4: 12,19; 4 bis 5: 12,32; 4 bis 6: 12,92; 4 bis 8: 14,05; 2 bis 5: 11,77; 5 bis 7: 13,98. Weiterhin wird gefunden, daß  $\gamma$  nur eine Funktion des Molvolumens und daß für jede reine Flüssigkeit  $v^2 T_1 \cdot \gamma = a$  eine Konstante ist, wobei  $v$  das Molvolumen und  $T_1$  diejenige Temperatur bedeuten, bei welcher der Druck 1 Atm. beträgt. Für die Mischungen lassen sich die  $\gamma$ -Werte in guter Übereinstimmung mit dem Experiment aus den  $\gamma$ -Werten der Komponenten errechnen, wenn man annimmt, daß sich  $\gamma \cdot v$  additiv verhält.

*Tingwaldt.*

**E. H. Archibald and William Ure.** The Vapour Pressure of Acetone at Low Temperatures. Trans. Roy. Soc. Canada (Sect. III) (3) 21, 133—144, 1927, Nr. 1. Die Dampfdrücke wurden gemessen, indem der mit Aceton gefüllte Glaskolben mit dem einen Schenkel eines Hg-Manometers verbunden war, während der andere Schenkel mit einem gleichen Kolben in Verbindung stand, der Benzol enthielt und während der Messungen auf 0° C gehalten wurde ( $P = 26,54$  mm Hg). Die in der Tabelle enthaltenen Dampfdrücke  $P$  lassen sich durch die Gleichung

$$\log^{10} P = -\frac{a}{T} + b \log^{10} T + c T + d T^2 + e$$

wiedergegeben, in der  $\log a = 4,4022197$ ,  $\log b = 2,9123338$ ,  $\log c = 0,2140094$ ,  $\log d = 3,0784842$  und  $\log e = 3,2374543$  ist. Für die Änderung der latenten Verdampfungswärme mit der Temperatur wird die Gleichung

$$\lambda = \lambda_0 + C_0 T + \frac{K_1}{2} T^2 + \frac{K_2}{3} T^3$$

angegeben, in der  $\log \lambda_0 = 5,0622741$ ,  $\log C_0 = 3,2100943$ ,  $\log \frac{K_1}{2} = 0,8740638$

und  $\log \frac{K_2}{3} = 2,0395686$  ist. Bei ungefähr  $4,6^\circ\text{C}$  erreicht demnach die Verdampfungswärme ein Maximum, während sie sich in der Nähe des Gefrierpunktes einem Minimum nähert.

$t$ $^\circ\text{C}$	$P$ mm Hg	$\lambda$ cal/g mol	$t$ $^\circ\text{C}$	$P$ mm Hg	$\lambda$ cal/g mol	$t$ $^\circ\text{C}$	$P$ mm Hg	$\lambda$ cal/g mol
19,89	185,57	6990	— 5,15	57,90	7269	— 54,53	5,13	3951
14,87	150,00	7288	— 15,15	34,80	6860	— 64,57	3,59	3201
9,87	119,42	7366	— 25,07	20,91	6259	— 74,41	2,59	2589
4,82	94,09	7413	— 34,96	12,35	5530	— 84,35	1,95	2158
0	74,92	7380	— 44,81	7,77	4737	— 94,35	1,40	1982
						— 104,75	0,85	—

Otto.

**C. A. Crommelin.** Data concerning,  $1^\circ$  vapour pressures of pure crystals,  $2^\circ$  vapour pressures and orthobaric densities between one atmosphere and the critical point and  $3^\circ$  vapour pressures between two atmospheres and the triple point. Comm. Leiden, Suppl. No. 60 to Nos. 181—192, 22 S., 1924. Abdruck eines für die Critical Tables bestimmten Manuskrifts.

Scheel.

**F. H. Jeffery.** A method of measuring variations of electrical resistance for the determination of the thermal equilibrium diagram of an inter-metallic system. Trans. Faraday Soc. **23**, 563—570, 1927, Nr. 78. [S. 980.]

Sewig.

**L. Sackmann.** Étude du four électrique à haute fréquence. Journ. de phys. et le Radium (6) **9**, 13 S, 1928, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 255.] Kurze Notiz über Untersuchungen an Hochfrequenzöfen bezüglich des Ohmschen Widerstandes, des Skineffektes, hinsichtlich der Abhängigkeit vom inneren Windungsabschluß und der Art des leitenden Schmelzgutes.

C. Müller.

**Paul H. Prausnitz.** Ausblühungen von Kohlenstoff. Naturwissenschaft. **16**, 57—58, 1928, Nr. 4. Bei Heizung von Kohlerohren auf 1400 bis  $1700^\circ\text{C}$  in einer Leuchtgasatmosphäre treten, namentlich gegenüber der Leuchtgaseintrittsstelle, strahlenförmige, federartige Ausblühungen von Kohlenstoff auf. Die Mikroanalyse ergab einen C-Gehalt von 99 %, der Rest war Wasser. Es ist nicht mit Sicherheit festzustellen, ob es sich dabei um adsorbiertes Wasser oder verbrannten Wasserstoff handelt.

Sewig.